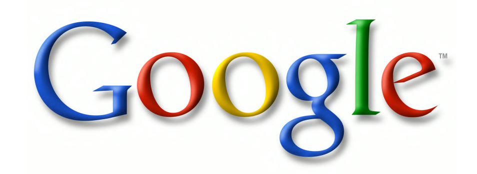





VET TES TAM EN
NOV TAM TVM
Dei
Sub Numine
Viget


Digitized by Google

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf **v. Arco** (Berlin), Prof. Dr. **L. W. Austin** (Washington), Postrat Dr. **F. Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. **H. Barkhausen** (Dresden), Dr. **W. Burstyn** (Berlin), Ober-Regierungsrat Dipl.-Ing. **H. Eales** (Berlin-Lichterfelde), Dr. **A. Esau** (Berlin), Prof. Dr. **H. Faßbender** (La Plata), Dr. **L. de Forest** (Berlin), Prof. Dr. **J. Geitler** (Graz), Dr. **E. Grave** (Berlin), Prof. Dr. **F. Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. **G. Leithäuser** (Berlin), Dr. **S. Loewe** (Berlin), Dr. **A. Meissner** (Berlin), Prof. Dr. **H. G. Möller** (Hamburg), Ingenieur Dr. **V. Poulsen** (Kopenhagen), Dr. **L. Pungs** (Berlin), Dr. **Rottgardt** (Berlin), Oberingenieur **Scheller** (Berlin), Prof. Dr. **Sommerfeld** (München), Prof. Dr. **Freiherr Rausch v. Traubenberg** (Göttingen)

und unter besonderer Mitwirkung

von

Prof. Dr. Dr. ing. h. c. Max Wien und **Prof. Dr. J. Zenneck**

herausgegeben

von

Dr. Eugen Nesper

Einundzwanzigster Band

Mit 216 Figuren und 9 Tafeln im Text



BERLIN W.
VERLAG VON M. KRAYN
1923

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Inhaltsverzeichnis.

Autorenverzeichnis.

A. Originalartikel.

Seite

Aigner, F., Ein neues Hochfrequenzlichtrelais zur photographischen Aufzeichnung der Akustik bei Sprechfilmen 101

Banneitz, F., Der Radio-Schnellverkehr Berlin—Budapest 272

Baratz, J., Zur Entkoppelung zweier elektrischer Systeme. (Mit 1 Figur im Text) 129

Barkhausen, H., Wie weit kann bei Elektronenröhren allein durch die natürliche Kapazität zwischen Gitter und Anode Selbsterregung eintreten? (Mit 14 Figuren im Text) 198

Bergmann, L., Eine einfache Poulsenlampe für Meß- und Demonstrationszwecke. (Mit 1 Figur im Text) 160

— Ein einfaches elektrostatisches Relais für den drahtlosen Empfang. (Mit 3 Figuren im Text) 319

Bureau of Standards (H. Eales), Anleitung zum Selbstherstellen eines tragbaren Wellenmessers für kurze Wellenlängen für Amateure. (Mit 4 Figuren im Text) 403

Busch, H., Theorie der Beverage-Antenne. I. und II. (Mit 31 Figuren im Text) 290. 374

Danilewsky, A., Über die Methoden der Schwingungserzeugung mittels einer Elektronenröhre mit fünf Elektroden. (Mit 7 Figuren im Text) 156

Eales, H., Die Hochfrequenzmaschinen der Société Française Radio-Electrique in Paris. (Mit 9 Figuren im Text) 261

Eckersley, T. L. (E. Lübcke), Der Einfluß der Heaviside-Schicht auf die scheinbare Richtung elektromagnetischer Wellen. (Mit 10 Figuren im Text) 162

Geissler, E., Quantitative Messung der Beeinflussung von Telephonie-Sendern. (Mit 6 Figuren im Text) 120

Gill, E. W. B. und **Morrell, J. H.** (E. Lübcke), Kurze, mit Röhren erzeugte elektrische Wellen. (Mit 2 Figuren im Text) 33

Hahn, W., Der deutsche drahtlose Telephondienst. (Mit 6 Figuren im Text) 150

Seite

Harbich, H., Versuche zur Feststellung der geeignetsten Lage einer Übersee-Funkempfangsstelle in Deutschland. (Mit 1 Figur im Text) 229
Heiligtag, Th., Über die Gründe der Mißweisungen beim Richtungsempfang. (Mit 9 Figuren im Text) 77
Hund, A., Eine Methode für die Bestimmung sehr hoher Maximalspannungen irgendeiner Frequenz. (Mit 2 Figuren im Text) . . 312
Leithäuser, G., Eine neue Audionschaltung, deren Benutzung zum Bau eines Universalempfängers und über Gleichstromverstärker für Schreibempfang. (Mit 2 Figuren im Text) 30
Marconi, G., Drahtlose Telegraphie. (Mit 12 Figuren im Text) . . 58
Mauz, E., Experimentelle Untersuchungen über Röhren-Tonsender mit Fremdsteuerung. (Mit 9 Figuren im Text und 3 Tafel) 2
— und **Zenneck, J.**, Der Röhrentonsender mit Selbststeuerung. (Mit 4 Figuren im Text und 1 Tafel) 22
Quäck, E., Die Transradio-Betriebszentrale. (Mit 32 Figuren im Text) 247. 323
Robb, A. A. (H. Eales), Über eine graphische Lösung einer Klasse von Differentialgleichungen, die in der drahtlosen Telegraphie auftreten. (Mit 4 Figuren im Text) 343
Rosenbaum, B., Neuere Ergebnisse der Zugtelephonie. (Mit 14 Figuren im Text) 234
Rosenberger, R., Über Fluchtlinientafeln und ihre Anwendung in der Hochfrequenztechnik. (Mit 2 Figuren im Text und 5 Tafeln) . . 315
Stenzel, H., Über das Fehlerdreieck bei F. T. Peilungen. (Mit 2 Figuren im Text) 221
Wicker, D., Berechnung der Kopplungskoeffizienten für einige besondere Fälle der gegenseitigen Induktion. (Mit 8 Figuren im Text) 391

B. Referate.

Appleton, E. V. und **van der Pol jun., Balth.** (E. Lübcke), On the Form of Free Triode Vibrations. (Mit 5 Figuren im Text) . . . 361
Austin, L. W. (H. Eales), Die monatlichen Durchschnittswerte der Signalstärke von Nauen in Washington von 1915 bis 1921 und die monatlichen Durchschnittswerte der atmosphärischen Störungen in Washington von 1918 bis 1921. (Mit 5 Figuren im Text) . . . 189
— Empfangsmessungen im Marine-Hochfrequenz-Forschungslaboratorium in Washington 276
Bailey, A. (E. Lübcke), A study of the effect adsorbed gas high-frequency resistance of copper wire. (Mit 2 Figuren im Text) . . 133
Bairsto, G. E. (G. Zickner), On the Variation with Frequency of the Conductivity and Dielektric Constant of Dielectrics for High-Frequency Oscillations 426
Brenot, P. (R. Jaeger), Über die Organisation moderner radio-elektrischer Systeme 413

Seite

Glitsch, W. (E. Lübcke), Messung kleiner Kapazitäten nach dem Resonanzschwebungsverfahren 274
Heegener, K. (Selbstreferat), Über elektrisch und magnetisch gekoppelte, durch Elektronenröhren erregte Schwingungskreise 353
Hirsch, R. (J. Pusch), Die Konstruktion von Großstations-Antennen. (Mit 1 Figur im Text) 134
Kohlhauer, E., Bericht der englischen Kommission für drahtlose Telegraphie 364
Marx, E. (W. Fischer), 1. Charakteristik und Theorie der Lautverstärkung in Entladungsröhren mit höherem Gasdruck. 2. Experimentaluntersuchung über die Glimmlichtverstärkerröhre. (Mit 5 Figuren im Text) 416
— und **Karolus, A.** (W. Fischer), Messung der Kapazität dünndrähtiger Spulen von hoher Windungszahl und die Abhängigkeit des Faktors der Thomsonschen Gleichung von der Größe der Zusatzkapazität 422
Mesny, R. (E. Lübcke), Erzeugung mehrphasiger Hochfrequenzschwingungen mit Elektronen. (Mit 1 Figur im Text) 358
Moore, A. T. C. (E. Lübcke), Characteristics of 5 kW Elwell-Poulsen Arc Generator 275
Nettleton, L. L. (E. Lübcke), Characteristics of a Short Wave Oscillator at Very Low Pressures. (Mit 1 Figur im Text) 359
du Prel, G. (W. Fischer), Über Verstärkung von photoelektrischen und Ionisationsströmen mittels der Elektronenröhre. (Mit 1 Figur im Text) 421
Schaefer, C., und **Merzkirch, J.** (W. Fischer), Experimentelle Untersuchungen über die Beugung ungedämpfter elektrischer Wellen an dielektrischen Zylindern und über die Eigenschwingungen dielektrischer Zylinder. (Mit 2 Figuren im Text) 423
Sullivan, H. W. (E. Nesper), Hochfrequenz-Wheatstone-Meßbrücke. (Mit 2 Figuren im Text) 46

Sachregister.

(Nach Stichwörtern der Überschriften geordnet.)

Audionschaltung, Eine neue — deren Benutzung zum Bau eines Universalempfängers und über Gleichstromverstärker für Schreibempfang . . . . I. 30
Beugung ungedämpfter elektrischer Wellen, Experimentelle Untersuchungen über die — an dielektrischen Zylindern und über die Eigenschwingungen dielektrischer Zylinder . . . . . . VI. 423
Beverage-Antenne, Theorie der — I. und II. . . . . V. VI. 290. 374
Conductivity and Dielectric Constant, On the Variation with Frequency of the — of Dielectrics for High-Frequency Oscillations . . . . VI. 426

		Seite
Drahtlose Telegraphie	II.	58
Dünndrähtige Spulen, Messung der Kapazität — von hoher Windungszahl und die Abhängigkeit des Faktors der Thomsonschen Gleichung von der Größe der Zusatzkapazität	VI.	422
Elektronenröhren erregte Schwingungskreise, Über elektrisch und magnetisch gekoppelte, durch —	V.	353
Elektrostatisches Relais, Ein einfaches — für den drahtlosen Empfang	V.	319
Elwell-Poulsen Arc Generator, Characteristics of 5 kW —	IV.	275
Empfangsmessungen im Marine-Hochfrequenz-Forschungslaboratorium in Washington	IV.	276
Englische Kommission, Bericht der — für drahtlose Telegraphie	V.	364
Entkoppelung zweier elektrischer Systeme, Zur —	II.	129
Fehlerdreieck bei F.T.Peilungen, Über das —	IV.	221
Fluchtlinientafeln, Über — und ihre Anwendung in der Hochfrequenztechnik	V.	315
Free Triode Vibrations, On the Form of —	V.	361
Gas high-frequency resistance, A study of the effect of adsorbed — of copper wire	II.	133
Glimmlichtverstärkerröhre, 2. Experimentaluntersuchung über die —	VI.	416
Graphische Lösung einer Klasse von Differentialgleichungen, Über eine — die in der drahtlosen Telegraphie auftreten	V.	343
Großstations-Antennen, Die Konstruktion von —	II.	134
Heaviside-Schicht, Der Einfluß der — auf die scheinbare Richtung elektromagnetischer Wellen	III.	162
Hochfrequenzlichtrelais, Ein neues — zur photographischen Aufzeichnung der Akustik bei Sprechfilmen	II.	101
Hochfrequenzmaschinen, Die — der Société Française Radio-Electrique in Paris	IV.	261
Hochfrequenzschwingungen mit Elektronen, Erzeugung mehrphasiger —	V.	358
Hochfrequenz-Wheatstone-Meßbrücke	I.	46
Kleine Kapazitäten, Messung — nach dem Resonanzschwebungsverfahren	IV.	274
Kopplungskoeffizienten, Berechnung der — für einige besondere Fälle der gegenseitigen Induktion	VI.	391
Kurze, mit Röhren erzeugte elektrische Wellen	I.	33
Lautverstärkung in Entladungsröhren, 1. Charakteristik und Theorie der — mit höherem Gasdruck	VI.	416
Maximalspannungen, Eine Methode für die Bestimmung sehr hoher — irgendeiner Frequenz	V.	312
Mißweisungen beim Richtungsempfang, Über die Gründe der —	II.	77
Organisation moderner radio-elektrischer Systeme, Über die —	VI.	413
Photoelektrische und Ionisationsströme, Über Verstärkung von —	VI.	421
Poulsenlampe für Meß- und Demonstrationszwecke, Eine einfache —	III.	160
Radio-Schnellverkehr, Der — Berlin – Budapest	IV.	272
Röhren-Tonsender, Experimentelle Untersuchungen über — mit Fremdsteuerung	I.	2

Seite

Röhren-Tonsender, Der — mit Selbststeuerung . . . . . . I. 22
Selbsterregung, Wie weit kann bei Elektronenröhren allein durch die natürliche Kapazität zwischen Gitter und Anode — eintreten? . . . . IV. 198
Schwingungserzeugung, Über die Methoden der — mittels einer Elektronenröhre mit fünf Elektroden . . . . III. 156
Short Wave Oscillator, Characteristics of a — at very low Pressures . . . . V. 359
Signalstärke von Nauen, Die monatlichen Durchschnittswerte der — in Washington von 1915 bis 1921 und die monatlichen Durchschnittswerte der atmosphärischen Störungen in Washington von 1918 bis 1921 . . . . III. 189
Telephondienst, Der deutsche drahtlose — . . . . III. 150
Telephonie-Sender, Quantitative Messung der Beeinflussung von — II. 120
Tragbare Wellenmesser für Amateure, Anleitung zum Selbstherstellen eines — für kurze Wellenlängen — . . . . . . VI. 403
Transradio-Betriebszentrale, Die — . . . . IV. V. 247. 323
Übersee Funkempfangsstelle, Versuche zur Feststellung der geeignetsten Lage einer — in Deutschland . . . . IV. 229
Zugtelephonie, Neuere Ergebnisse der — . . . . IV. 234

Patentschau von H. Eales.

Heft I:
Hochfrequenzmaschinen; Kathodenröhrenschwingungsgeneratoren; Lichtbogengeneratoren; Senderschaltungen für Telegraphie und Telephonie; Sieb- und Drosselketten zur Verwendung als Wellenfilter. (Mit 6 Figuren im Text) 47
Heft II:
Empfangsanordnungen; Drahtlose Ortsbestimmung; Peilgerät; Richtungsvermittlung; Wellenmesser; Antennen; Erdungen; Gegengewichte; Verschiedenes. (Mit 3 Figuren im Text) 137
Heft IV:
Schwingungserzeugung; Senderschaltungen; Telephonieschaltungen; Tastschaltungen. (Mit 2 Figuren im Text) 279
Heft V:
Empfangsanordnungen 366
Heft VI:
Senderschaltungen; Tastschaltungen; Telephonieschaltungen; Schaltungen zum Tonsenden. (Mit 6 Figuren im Text) 428

Literaturverzeichnis von E. Nesper.

Heft IV: Französische Bücher und Artikel über Radiotelegraphie und -Telephonie 284

Bücherbesprechungen von E. Nesper.

Heft V: Seite

Keinath, G., Die Technik der elektrischen Meßgeräte 372

Heft VI:

Behner, H., Atlas der Funktelegraphie und Seekabel im Weltverkehr 435
Haas, A., Vektoranalysis in ihren Grundzügen und wichtigsten physikalischen Anwendungen 435
Zehnder, L., Der Aufbau der Atome aus Uratomen 435
Greinacher, H., Einführung in die Ionen- und Elektronenlehre der Gase 436
Bauer, A., Mathematische Einführung in die Gravitationstheorie Einsteins nebst einer exakten Darstellung ihrer wichtigsten Ergebnisse 436

Kurze Mitteilungen.

Heft III:

Das österreichische Funk-Monopol der Marconi-Gesellschaft . . . 193
Die Radiotechnik auf der Leipziger Frühjahrsmesse 1923 (E. Nesper) 193

Heft IV:

Funkausstellung in Genf 1923 285
Funkverkehr Transradio Ende März 1923 286
Funkwesen in Italien 286
Funkstationen in Grönland 286
Funkverkehr Deutschland—Ägypten 286
Das britische Reichsfunknetz 286

Heft V:

Berichtigung 372

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Band 21. Januar 1923. Heft 1.

Inhalt.

Seite

E. **Mauz**, Experimentelle Untersuchungen über Röhren-Tonsender mit Fremdsteuerung. (Mit 9 Figuren im Text und 3 Tafeln) . . . 2

E. **Mauz** und J. **Zenneck**, Der Röhrentonsender mit Selbststeuerung. (Mit 4 Figuren im Text und 1 Tafel) 22

G. **Leithäuser**, Eine neue Audionschaltung, deren Benutzung zum Bau eines Universalempfängers und über Gleichstromverstärker für Schreibempfang. (Mit 2 Figuren im Text) 30

E. W. B. **Gill** und J. H. **Morrell** (Ernst **Lübcke**), Kurze, mit Röhren erzeugte elektrische Wellen. (Mit 2 Figuren im Text) 33

Referate:

H. W. **Sullivan** (E. **Nesper**), Hochfrequenz-Wheatstone-Meßbrücke. (Mit 2 Figuren im Text) 46

Patentschau: H. **Eales**: Hochfrequenzmaschinen; Kathodenröhrenschwingungsgeneratoren; Lichtbogengeneratoren; Senderschaltungen für Telegraphie und Telephonie; Sieb- und Drosselketten zur Verwendung als Wellenfilter. (Mit 6 Figuren im Text) . . 47

Manuskripte für das *Jahrbuch*, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an *Dr. E. Nesper*, *Berlin-Friedenau*, *Trägerstr. 21*, zu senden.

Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen.

Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn Berlin W. 10*, *Genthinerstraße 39*, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Experimentelle Untersuchungen über Röhren-Tonsender mit Fremdsteuerung.

Von **Eberhard Mauz.**[1])

Inhaltsübersicht.

I. Einleitung.
1. Die verschiedenen Methoden zur Konstruktion von Röhren-Tonsendern.
2. Die Untersuchungsmethoden mit der Braunschen Röhre.
3. Generatorschaltungen-Störschwingungen.
II. Röhren-Tonsender mit Fremdsteuerung durch Gitterbeeinflussung.
1. Gitterbeeinflussung durch eine Niederfrequenz Maschine.
2. Abhängigkeit der Modulationsfähigkeit von der Höhe der Niederfrequenz- und von der Hochfrequenz-Wellenlänge.
3. Gitterbeeinflussung durch einen Niederfrequenz-Röhrensender.
4. Röhren-Tonsender mit Wechselstrom-Heizung.
III. Röhren-Tonsender mit Fremdsteuerung durch Anodenbeeinflussung
1. Anodenbeeinflussung durch eine Niederfrequenz-Maschine.
2. Anodenbeeinflussung durch einen Niederfrequenz-Röhrengenerator.
IV. Schlußbetrachtungen.

I. Einleitung.

1. Die verschiedenen Methoden zur Konstruktion von Röhren-Tonsendern.

Die große Einfachheit der Empfänger für elektromagnetische Schwingungen von periodisch veränderlicher Amplitude (gedämpfte Schwingungen: Funkensender, Tonsender) läßt es wünschenswert erscheinen auch Röhrensender zum Tonsenden einzurichten. Diese Aufgabe läßt zwei prinzipiell verschiedene Lösungen zu: einmal kann man die Frequenz des Senders periodisch ändern, was in einem abgestimmten Empfänger periodische Änderung der HF-Intensität[2]) bewirkt — Tonsender durch Verstimmung — oder man moduliert die HF-Amplitude des Senders im Tempo der Tonfrequenz — Tonsender durch Modulation der HF-Amplitude. Mit Röhren-Tonsendern der letzteren Art beschäftigt sich die vorliegende Arbeit.

Zur Beeinflussung der HF-Amplitude bieten sich im Prinzip drei Möglichkeiten:

1. Beeinflussung durch den Heizstrom.
2. Beeinflussung durch die Gitterspannung.
3. Beeinflussung durch die Anodenspannung.

1) Auszug aus der Greifswalder Habilitationsschrift des Verf.

2) In vorliegender Arbeit finden folgende Abkürzungen Verwendung HF = Hochfreqnenz, NF = Niederfrequenz.

Je nachdem die zur Modulation der HF-Amplitude erforderliche NF-Spannung im Röhren-Tonsender selbst erzeugt oder von außen auf ihn übertragen wird, soll derselbe als Röhren-Tonsender mit Selbststeuerung oder als Röhren-Tonsender mit Fremdsteuerung bezeichnet werden. Vorliegende Ausführungen beschränken sich auf Röhren-Tonsender mit Fremdsteuerung. Über Röhren-Tonsender mit Selbststeuerung soll in einer besonderen Arbeit[1]) berichtet werden.

Die Schaltungen eines Röhren-Senders als Tonsender mit Fremdsteuerung sind im allgemeinen auch geeignet als Sender für drahtlose Telephonie zu dienen. Während aber der Röhren-Sender jeweils nur für eine bestimmte NF, die allenfalls wahlweise in einem Tonbereich von etwa einer Oktave eingestellt wird, zu genügen braucht, muß er zum Zwecke der Telephonie für den ganzen Umfang der Sprachfrequenzen gleichzeitig befähigt sein. Dazu kommen noch die erheblichen Intensitätsunterschiede bei der Sprachmodulation. Daraus ergibt sich, daß die Aufgabe, einen Röhren-Tonsender zu bauen, leichter ist und mehr Lösungen zuläßt als die Konstruktion eines Telephoniesenders. Doch ist zu erwarten, daß die Erfahrungen bei der Untersuchung von Röhren-Tonsendern auch Aufschlüsse für die Verwendung von Röhren-Sendern in der drahtlosen Telephonie geben.

2. Die Untersuchungsmethoden mit der Braunschen Röhre.

Als hauptsächlichstes Hilfsmittel bei den im folgenden mitgeteilten Untersuchungen von Röhren-Tonsendern wurde eine Braunsche Röhre für elektrische und magnetische Ablenkung benützt. Die Anordnung war dieselbe wie bei einer früheren Arbeit[2]) von Herrn J. Zenneck und dem Verfasser.

Es kamen zwei verschiedene Aufnahmeverfahren in Anwendung:

1. Aufnahmen mit ruhender Platte:

a) Kennlinien[3]): Die magnetische Ablenkung (wagrecht) erfolgte dabei durch den Anodenstrom der Elektronenröhre, die elektrische (senkrecht) durch die Anodenspannung, d. h. die Spannung zwischen der Anode und dem negativen Pol des Glühdrahtes.

---

1) E. Mauz und J. Zenneck, „Der Röhren-Tonsender mit Selbststeuerung". Jahrbuch d. drahtl. Telegr. u. Teleph 21, S. 22, 1923.

2) E. Mauz und J. Zenneck, „Über niederfrequente Beeinflussung eines Elektronenrelais-Generators". Jahrb. d. drahtl. Telegraphie u. Telephonie 19, S. 256, 1922. Diese Arbeit soll in folgenden als „frühere Arbeit" bezeichnet werden.

3) Fig. 16, Tafel II.

b) Stehende Modulationsbilder[1]): Die elektrische Ablenkung war der Amplitude der HF-Spannung des Schwingungskreises proportional, die magnetische Ablenkung erfolgte durch die NF.

2. Aufnahmen mit bewegter Platte[2]):

a) Strom-Zeit-Kurven[3]): Es wurde nur die magnetische Ablenkung durch den Anodenstrom benutzt.

b) Amplituden-Kurven[4]): Die Ablenkung geschah durch die Spannung an der Kapazität des HF-Schwingungskreises; bei gleichförmiger Geschwindigkeit der bewegten Platte entsprechen diese Aufnahmen direkt den aus den Modulationsbildern mühsam zu konstruierenden Amplitudenkurven. Ein weiterer Vorteil ist darin zu sehen,

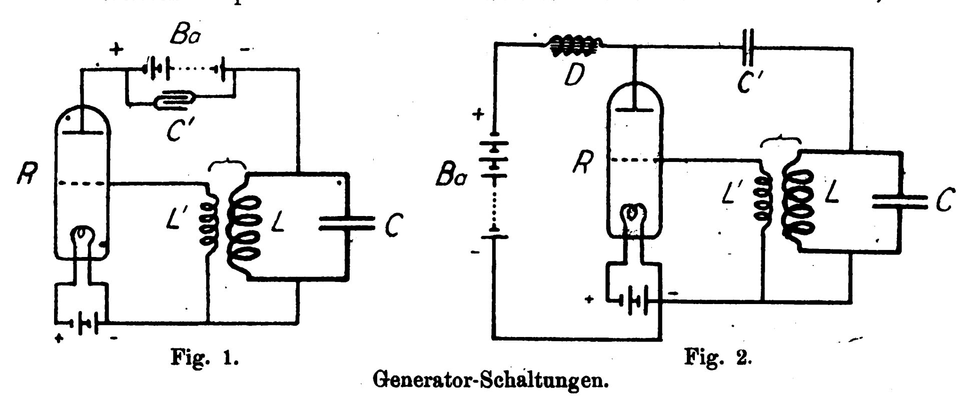


Fig. 1. Fig. 2.

Generator-Schaltungen.

daß bei ihnen der störende Einfluß der magnetischen Ablenkungsspulen auf den NF-Generator wegfällt. Dagegen ist hier eine Angabe des Phasenzusammenhanges zwischen der HF-Modulation und der NF nicht möglich.

3. Generatorschaltungen — Störschwingungen.

Die bei den Versuchen verwendeten Generatorschaltungen zeigen die Fig. 1 u. 2. Anoden- und Gitterkreis wurden dabei stets am

1) Fig. 3—7, 18—23, 32—37 Tafel I; Fig. 29, 39 Tafel III. Näheres über stehende Modulationsbilder siehe frühere Arbeit.

2) Die Anordnung war hierbei die von J. Zenneck in der Arbeit „Momentaufnahmen mit der Braunschen Röhre", Phys. Ztschr. 14, S. 226, 1913 angegebene. Die Verschiebung der Platten erfolgte von freier Hand. Als Platten wurden Ultrarapid-Platten der Firma Hauff in Feuerbach verwendet.

3) Fig. 24—28, Tafel III.

4) Fig. 9—13, Tafel II.

negativen Pol des durch Gleichstrom geheizten Glühdrahtes angeschlossen. Bei der Schaltung von Fig. 1 befindet sich die Anodenbatterie im Anodenkreis selbst; sie ist durch einen Kondensator C' (ca. $2\,\mu$F) für die HF-Schwingungen überbrückt. Bei der zweiten Generatorschaltung von Fig. 2 ist die Anodenbatterie in einem besonderen Batteriekreis parallel zum Anodenkreis angeordnet, welch letzterer durch den Kondensator C' für Gleichstrom gesperrt wird; andererseits sperrt die Drossel D den Batteriekreis für die HF-Schwingungen ab.

Soweit im folgenden außer einem HF-Röhrengenerator auch ein NF-Röhrengenerator Verwendung findet, sind die Teile des ersteren durch den Index „1", die Teile des NF-Röhrengenerators durch den Index „2" unterschieden.

Sind bei den Schaltungen außer den Kapazitäten des HF- und des NF-Kreises noch weitere Kondensatoren (z. B. Blockkondensatoren) erforderlich, so können dieselben mit irgendeiner Induktivität der Schaltung ihrerseits Schwingungskreise bilden, deren Schwingungen, sofern sie zur Erregung kommen, als „Störschwingungen" bezeichnet werden sollen. Ihr Auftreten läßt sich meist durch geeignete Dimensionierung unterdrücken; im einzelnen wird auf sie bei den verschiedenen Schaltungen eingegangen werden.

II. Röhren-Tonsender mit Fremdsteuerung durch Gitterbeeinflussung.

1. Gitterbeeinflussung durch eine NF-Maschine.

Bei der Beschreibung der verschiedenen Röhren-Tonsender-Schaltungen wollen wir den fremdgesteuerten Tonsender mit Gitterbeeinflussung an die Spitze stellen, da bei diesem sich die Verhältnisse am leichtesten übersehen lassen. Im einfachsten Fall erfolgt die Gitterbeeinflussung durch eine NF-Maschine. Dieser Fall wurde von Herrn J. Zenneck und dem Verfasser in der früheren Arbeit[1]) für eine NF von $n = 50\ \mathrm{sec}^{-1}$ ausführlich behandelt. Am Schluß dieser Arbeit wurde darauf hingewiesen, daß die Modulationsfähigkeit der HF-Amplitude durch Erhöhung der NF verschlechtert wird. Der folgende Abschnitt soll dies näher erläutern.

2. Abhängigkeit der Modulationsfähigkeit von der Höhe der NF- und von der HF-Wellenlänge.

Die Versuche, welche den Einfluß der Höhe der NF- und der HF-Amplitude zeigen sollen, wurden mit dem in der früheren Arbeit

1) Siehe Anmerkung Bd. 19, S. 256.

verwendeten Röhren-Tonsender mit Fremdsteuerung durchgeführt, wobei jedoch an Stelle einer Wechselstrommaschine für 50 Perioden auch eine solche für 500 Perioden Verwendung fand.

Es soll unter „Modulationsgrad“ das Verhältnis der Verringerung der HF-Amplitude zu ihrem Höchstwert während einer NF-Periode bezeichnet werden. Es ergab sich ein um so größerer Modulationsgrad, je kleiner die NF und je größer das Verhältnis HF/NF gewählt wurde. Bei Fig. 3 und 4 (Tafel I) betrug die NF $n = 500 \text{ sec}^{-1}$ und zwar war bei Fig. 3 Gittervorspannung und Rückkoppelung auf das Optimum des Modulationsgrades eingestellt worden. Ein größerer Modulationsgrad als etwa 80 % war jedoch mit der verwendeten Wellenlänge von 6000 m nicht zu erzielen. Wurde aber, ohne an den sonstigen Einstellungen etwas zu ändern, die Wellenlänge durch Verkleinern der Kapazität C im Schwingungskreis auf 3000 m verringert, so ergab sich Fig. 4, welches nicht nur einen Modulationsgrad von 100 %, sondern sogar längeres Aussetzen der HF-Schwingungen aufweist. Der hauptsächlichste Unterschied zeigt sich im Abklingungsvorgang, welcher bei der kürzeren Wellenlänge in viel kürzerer Zeit erfolgt als bei der langen Welle. Bei gleichem Dekrement würde die Erscheinung ihre einfache Erklärung darin finden, daß die zum Abklingen für beide Wellenlängen erforderliche gleich große Anzahl von Schwingungen für die höhere HF eine kürzere Zeit beansprucht als bei der längeren HF-Wellenlänge. Bei den Fig. 5 und 6 (Tafel I) betrug die NF nur $n = 50 \text{ sec}^{-1}$; die sonstigen Einstellungen waren dieselben wie bei den Fig. 3 und 4; die Wellenlänge bei Fig. 5 betrug 6000 m, bei Fig. 6 3000 m. Jetzt erhält man bereits bei der größeren Wellenlänge ein Aussetzen der HF-Schwingungen, bei der kürzeren Wellenlänge läßt sich wiederum das raschere Abklingen erkennen, wenn auch bei diesen Figuren der Unterschied nicht mehr so groß ist wie bei den vorhergehenden Fig. 3 u. 4.

Nur bei der geringen NF von $n = 50 \text{ sec}^{-1}$ läßt sich für eine der Mitte der Charakteristik entsprechende Gittervorspannung und für besonders lose Gitterrückkoppelung eine zweimalige Verringerung der HF-Amplitude während jeder Periode der aufgedrückten NF-Spannung erzielen, wie dies Fig. 7 (Tafel I) wiedergibt. Bei einer NF von $n = 500 \text{ sec}^{-1}$ war dies mit den verwendeten Apparatedimensionen nicht möglich.

Die Ergebnisse dieser Versuche finden sich auch bei den anderen Röhren-Tonsender-Schaltungen wieder und werden daselbst Erwähnung finden.

3. Gitterbeeinflussung durch einen NF-Röhrengenerator.

Der nächste Schritt bei der Konstruktion von Röhren-Tonsendern mit Gitterbeeinflussung bestand darin, die NF-Wechselspannung anstatt durch eine Wechselstrommaschine durch einen zweiten Röhrengenerator zu erzeugen. Neben dem Vorteil einer größeren Einheitlichkeit in der Anlage gewinnt man dadurch die Möglichkeit, den Senderton leicht und in weiten Grenzen zu variieren.

Es wurden zunächst Versuche mit einer Schaltung durchgeführt, welche sich möglichst eng an diejenige von Fig. 2 der früheren Arbeit anschloß. Nur wurde die NF-Wechselspannung für das Gitterbeeinflussungs-Potentiometer (P_2 in Fig. 2 der früheren Arbeit) statt einer Maschine dem Schwingungskreis eines NF-Röhrengenerator entnommen. Diese Anordnung hat den Nachteil, daß das Potentiometer, welches die Gitterbeeinflussung regelt, einen verhältnismäßig großen Energieverbrauch für den NF-Röhrengenerator bedingt.

Wie zu erwarten war, zeigten die damit erhaltenen Modulationsbilder, welche hier nicht wiedergegeben werden sollen, keine erheblichen Unterschiede gegen diejenigen der früheren Arbeit. Die einzige bemerkenswerte Abweichung lag in einer Unsymmetrie der HF-Modulation für (von der Mitte der Charakteristik aus gerechnet) symmetrische positive und negative Gittervorspannung des HF-Röhrengenerator und zwar erwies sich für einmalige Modulation der HF-Amplitude während einer NF-Periode die positive Gittervorspannung als günstiger. Auch hier wurde die in Abschnitt II, 2 beschriebene Abhängigkeit des Modulationsgrades von der Höhe der NF beobachtet.

Für die praktische Ausführung eines derartigen Röhren-Tonsenders ist nun wichtig, daß der Tongenerator einen möglichst kleinen Energieverbrauch aufweist und somit klein dimensioniert werden kann. Dieser Forderung entspricht die in Fig. 8 angegebene Schaltung.[1]) Die NF-Beeinflussung des HF-Gitterkreises wird bei derselben durch induktive

---

1) Dimensionen des HF-Röhrengenerators (wie in der früheren Arbeit):

R_1 Elektronenröhre Type RS 19 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie (geheizt mit 3,6 A.).

Ba_1 Anodenspannung 1000 Volt.

C_1' Anodenbatterie-Überbrückungskondensator ca. 2 μF.

C_1 Drehkondensator mit Ölfüllung auf ca. 0,0013 μF eingestellt.

L_1 Litzendrahtspule von ca. $1{,}95 \cdot 10^6$ cm Induktivität.

L_1 Litzendrahtspule von ca. $13{,}8 \cdot 10^6$ cm Induktivität.

V_1 variable Gitterspannung $\pm$ 110 V.

HF-Wellenlänge ca. 3000 m.

Koppelung mittels eines Telephontransformators *Tr* bewirkt. Die Vorzüge dieser Schaltung gegenüber derjenigen mit Potentiometer bestehen in dem geringeren Energieverbrauch des NF-Generators, der weitgehenden Variabilität der NF-Beeinflussung und schließlich in der Möglichkeit einer Erhöhung der dem Gitter des HF-Röhrengenerators

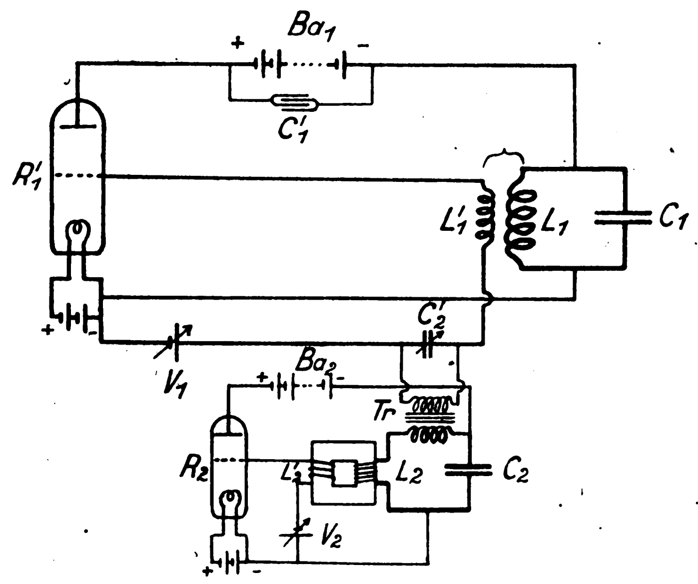


Fig. 8. Gitterbeeinflussung durch einen NF-Röhrengenerator.

aufzudrückenden NF-Spannung durch den Transformator *Tr*, wodurch die Verwendung eines NF-Generators von geringer Anodenspannung

---

Dimensionen des NF-Röhrengenerators:

R_2 Elektronenröhre Type RS 5 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie (geheizt mit 2,3 A.).

Ba_2 Anodenspannung 240 V.

C_2 Glimmerkondensator von ca. 0,185 μF Kapazität.

L_2 Sekundärwicklung } eines Kerntransformators (für 220/880 V. bei
L_2' Primärwicklung } 50 Perioden).

V_2 variable Gittervorspannung $\pm$ 30 V.

Gitterbeeinflussung:

Tr Telephontransformator.

C_2 Überbrückungskondensator: Drehkondensator mit Luftfüllung bis 1000 cm Kapazität.

NF ca. $n = 300 \sec^{-1}$.

möglich wird. Bei dieser Schaltung muß die im HF-Gitterkreis befindliche Sekundärspule des Beeinflussungstransformators *Tr* für die HF-Schwingungen durch einen Kondensator C_2' überbrückt werden. Verwendet man hierzu einen variablen Drehkondensator, so kann man damit die Feineinstellung der NF-Beeinflussung vornehmen. Da derselbe für die NF-Spannung einen Nebenschluß darstellt, so verringert eine Vergrößerung seiner Kapazität die Beeinflussung; andererseits bedingt eine Änderung seiner Kapazität oberhalb einer gewissen Größe praktisch keinen Einfluß mehr auf die Größe der HF-Amplitude.

Mit dieser Schaltung wurden nach der Methode der bewegten Platte die Amplitudenkurven 9—12 (Tafel II) aufgenommen. Einmalige Änderung der HF-Amplitude während einer NF-Periode bei negativer Gittervorspannung des HF-Generators zeigt die Aufnahme 9, dasselbe bei positiver Gittervorspannung die Aufnahme 10. Zweimalige Modulation bei einer der Mitte der Charakteristik entsprechenden Gittervorspannung liegt bei den Aufnahmen 11 und 12 vor; bei Aufnahme 11 ist die Modulation nahezu symmetrisch, bei Aufnahme 12 ist sie durch eine geringe Erhöhung der Vorspannung unsymmetrisch geworden.

4. Röhren-Tonsender mit Wechselstrom-Heizung.

Die Verwendung des Heizstromes zur Modulation der HF-Amplitude findet man mehrfach bei älteren Vorschlägen zur Konstruktion von Telephonie-Röhrensendern. Obgleich bei der üblichen hohen Glühtemperatur schon geringe Schwankungen derselben erhebliche Änderungen im Emissionsstrom bedingen, so läßt sich doch wegen der thermischen Trägheit des Glühdrahtes eine rasch wechselnde Beeinflussung nicht erzielen.

Trotzdem bekommt man unter bestimmten Umständen bei wechselstromgeheizten Röhrensendern eine starke periodische Änderung der HF-Amplitude. Diese Modulation ist jedoch nicht Schwankungen der Glühtemperatur zuzuschreiben, sie erweist sich vielmehr als Modulation infolge Änderung des Gitterpotentials. Sie tritt nämlich nur bei extrem loser Gitter-Rückkoppelung auf, wenn man gleichzeitig die Gittervorspannung bis in die Nähe derjenigen Werte einstellt, bei denen die HF-Schwingungen aussetzen; dabei ergab sich der negative Grenzwert der Gittervorspannung als besonders günstig. Derjenige Pol des Heizdrahtes, an welchen der Gitterkreis nicht angeschlossen ist, ist bei Wechselstromheizung bald positiv, bald negativ. Dementsprechend ist die Potentialdifferenz zwischen den diesem Pol benachbarten Teilen des

Glühdrahtes einerseits, Anode und Gitter andererseits, Schwankungen von der Größe der doppelten Heizspannung unterworfen. Während dieselben für die hohe Anodenspannung bedeutungslos sind, können sie in kritischen Gebieten der Gitterspannung modulierenden Einfluß auf die HF-Amplitude ausüben. Nach Untersuchungen über die Abhängigkeit der Modulationsfähigkeit von der Gitterrückkoppelung (vgl. S. 260 u. ff. der früheren Arbeit, insbesondere auch Fig. 8 derselben) ist dieser Einfluß besonders bei loser Rückkoppelung und negativer Gittervorspannung zu erwarten.

Daß diese Erscheinung nicht in einer durch die Wechselstromheizung bedingten Schwankung der Glühtemperatur begründet ist, geht bereits daraus hervor, daß der dabei erhaltene Senderton der Frequenz des Heizstromes und nicht deren höheren Oktave entspricht; das letztere müßte jedoch der Fall sein, wenn die Heiz-Stromstärke die Ursache wäre, da dieselbe während einer NF-Periode zweimal durch Null geht.

Fig. 13 (Tafel II) gibt eine Amplitudenkurve bei einer Wechselstromheizung von 50 Perioden wieder. Bei einer NF von $n = 500$ sec^{-1} verschlechtert sich die Modulationsfähigkeit nur in dem Maße, wie dies bei den Versuchen in Abschnitt II, 2, beobachtet wurde. Würde die Erscheinung durch Temperaturschwankungen des Glühdrahtes bedingt sein, so müßte die Verschlechterung der Modulationsfähigkeit bei größerer NF erheblich stärker ausfallen.

III. Röhren-Tonsender mit Fremdsteuerung durch Anodenbeeinflussung.

1. Anodenbeeinflussung durch eine NF-Maschine.

Wie bei den Röhren-Tonsendern durch Gitterbeeinflussung, kann man auch die Anodenbeeinflussung zunächst durch eine Wechselstrommaschine bewirken, deren Spannung auf den erforderlichen Betrag transformiert wird. Bei den meisten Röhrensender-Anlagen wird die Anodenspannung durch Transformation einer 500-periodigen Wechselspannung erzeugt, welche einer von den Ton Funkensendern her eingeführten 500-Perioden-Maschine entnommen wird. Die für ungedämpftes Senden erforderliche gleichmäßige Anodenspannung wird nach dem Transformieren mittels Gleichrichter und Ausgleichkondensatoren hergestellt. Eine einfache Umschaltung, welche den Gleichrichter außer Betrieb setzt, befähigt diese Röhrensender zum Tonsenden.[1])

1) Dies ist z. B. für einen 150-Watt-Röhrensender der Ges. f. drahtl. Telegr. in dem Radiotelegraphischen Praktikum von Rein-Wirtz, 3. Aufl., S. 387, beschrieben.

Ehe die Untersuchungen über einen derartigen Röhren-Tonsender mitgeteilt werden, seien einige Bemerkungen über das Verhalten eines Elektronenrelais bei veränderlicher Anodenspannung vorausgeschickt. Als Gegenstück zu den bekannten Anodenstrom-Gitterspannungs-Kennlinien bei konstanter Anodenspannung — meist kurz Charakteristiken genannt — wurden zur Klärung dieser Frage Anodenstrom-Anodenspannungs-Kennlinien bei konstanter Gitterspannung aufgenommen. Unter Gitter- bzw. Anodenspannung ist dabei stets die Spannung zwischen Gitter bzw. Anode und dem negativen Pol des mit Gleichstrom geheizten Glühdrahtes verstanden; werden Gitterkreis und Anodenkreis am positiven Pol des Glühdrahtes angeschlossen, so verschieben sich die Kennlinien unter dem Einfluß der Heizspannung.

Für den Emissionsstrom i_e (= Anodenstrom i_a + Gitterstrom i_g) gilt bekanntlich die Vallaurische Beziehung

$$i_e = f(e_g + D \cdot e_a)$$

worin e_g die Gitterspannung, e_a die Anodenspannung und D den Durchgriff bezeichnet. Solange der Gitterstrom i_g gegenüber dem Anodenstrom i_a zu vernachlässigen ist, gilt merklich dieselbe Beziehung für den Anodenstrom

$$i_a = f'(e_g + D \cdot e_a)$$

Darnach müßten die Anodenstrom-Anodenspannungs-Kennlinien dieselbe Form wie die Charakteristiken nur mit einem im Verhältnis $1 : D$ vergrößerten Maßstab aufweisen. Dies trifft auch tatsächlich für negative Gitterspannungen zu, solange der Gitterstrom im Vergleich zum Anodenstrom verschwindet. Fig. 14 zeigt derartige Kennlinien in schematischer Wiedergabe. Wir können bei denselben je nach der Größe der Gitterspannung 3 verschiedene Typen unterscheiden:

1. Bei negativen Gitterspannungen (Kennlinie a und b von Fig. 14) und im Grenzfalle der Gitterspannung Null (Kennlinie c) zeigen diese Kennlinien Form und Verhalten von normalen Charakteristiken: sie verlaufen nach einer anfänglichen Krümmung im wesentlichen geradlinig mit einer mäßigen Steigung bis zur Höhe des Sättigungsstromes und verschieben sich für kleinere negative Gitterspannungen — entsprechend der Verschiebung der Charakteristiken für größere Anodenspannungen — immer mehr nach links. Infolge ihrer Krümmung im unteren Teil mündet die (punktiert angedeutete) Verlängerung der Kennlinie c für die Gitterspannung Null nicht in den Ursprung; dies trifft vielmehr erst für eine Kennlinie mit geringer

positiver Gitterspannung (Kennlinie *d*) zu, welche als „**Grenzkennlinie der 1. Type**“ bezeichnet werden soll.

2. Für weitere Erhöhung der positiven Gitterspannung (Kennlinien *e*, *f* und *g* der Fig. 14) tritt die Verschiebung nur noch bei den rechts der Ordinatenachse befindlichen Teilen der Kennlinien ein. An Stelle des Stückes einer Kennlinie, welches bei einer vollkommenen Verschiebung links der Ordinatenachse zu liegen käme (punktierter Teil bei Kennlinie *e*), finden wir kurz vor dem Schnitt der Kennlinie mit

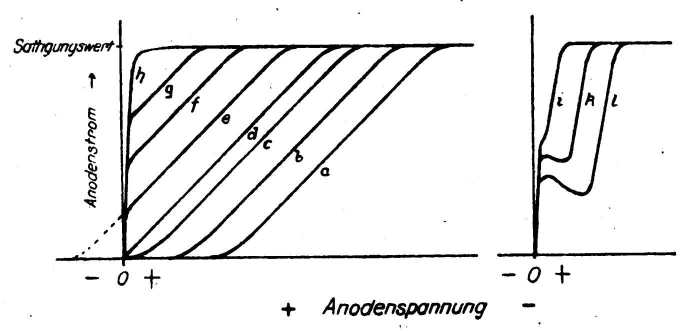


Fig. 14. Schematische Anodenstrom-Anodenspannungs-Kennlinien.

der Ordinatenachse ein Umbiegen der Kennlinie, welche dann steil in den Ursprung einmündet. Die „**Grenzkennlinie der 2. Type**“ wird dargestellt durch die Kennlinie *h* der Fig. 14; bei ihr wächst der Anodenstrom schon für geringe Anodenspannungen bis nahe zum Sättigungswerte an. Diese Kennlinie hat etwa den Verlauf derjenigen Emissionsstrom-Kennlinie, welche man erhält, wenn man Anode und Gitter verbindet.

3. Wird die positive Gitterspannung noch weiter erhöht, so erhält man die 3. Type von Kennlinien, welche schematisch im rechten Teil von Fig. 14 als Kennlinien *i*—*l* dargestellt sind. Bei diesen erfolgt der Anstieg des Anodenstroms in 3 Teilen: in seinem ersten Teil stimmt er mit dem Anstieg bei den Kennlinien der 2. Type überein; daran schließt sich ein Gebiet, in welchem der Anodenstrom nur wenig zunimmt oder sogar unter dem Einfluß von Sekundärelektronen (Dynatronwirkung) wieder abnimmt, bis er dann, wenn sich die Anodenspannung dem Werte der Gitterspannung nähert, mit etwas geringerer Steigung wie im ersten Teil bis zum Sättigungswert anwächst. Solange die Gitterspannung die Anodenspannung übertrifft, fließt ein

großer, mitunter der größere Teil des Emissionsstromes über das Gitter ab.

Die tatsächlich an einer Röhre der Type RS 5 aufgenommenen Kennlinien[1]) geben die Fig. 15 und 16 (Tafel II) wieder. Die Kennlinien von Fig. 15 sind durch punktweise Messung erhalten und seien als „statische" Kennlinien bezeichnet; diejenigen von Fig. 16 (Tafel II) stellen „dynamische" Kennlinien dar, welche mittels der Braunschen Röhre für 500-periodige Wechselspannung aufgenommen wurden.

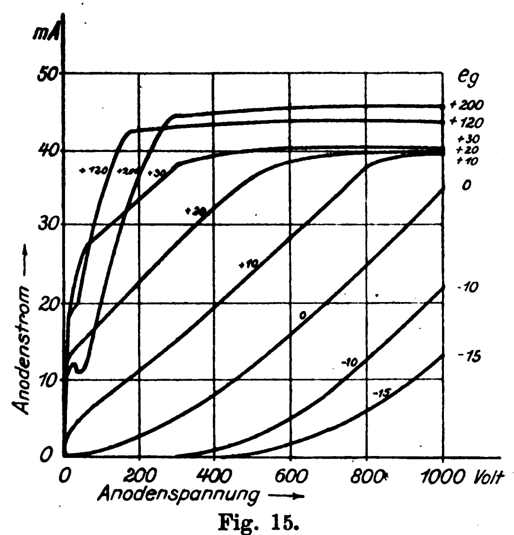


Fig. 15.
Anodenstrom-Anodenspannungs-Kennlinien für eine Senderöhre RS 5.

Für die praktische Verwendung eines Elektronenrelais als elektrisches Ventil dürften sich die Kennlinien der Type 1 und besonders die Grenzkennlinien eignen. Für negative und ganz geringe positive Gitterspannungen stellt das Elektronenrelais ein Ventil dar, welches bis zu einer mittels der Gitterspannung beliebig einstellbaren positiven Mindestspannung — im Grenzfalle der Spannung Null — vollkommen sperrt. Für Anodenspannungen oberhalb dieser Mindestspannung wächst die Stromstärke bis nahe zum Sättigungswert fast linear an, das Elektronenrelais stellt also in bezug auf den Spannungsüberschuß über die Mindestspannung einen nahezu konstanten,

1) Vgl. z. B. F. Tank, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 20, S. 85, 1922, Fig. 1.

hohen Widerstand dar, welcher sich aus der Steigung der Kennlinien für die untersuchte Röhre zu etwa 22000 Ohm ergab. Bei der Gitterspannung der Grenzkennlinie der 2. Type besitzt man in dem Elektronenrelais ein elektrisches Ventil, welches für negative Spannungen vollkommen sperrt, für Stromstärken kleiner als der Sättigungswert nur geringen Widerstand bietet, welcher in vorliegendem Falle etwa 1000 Ohm betrug.

Die Schaltung eines Röhren-Tonsenders mit Anodenwechselspannung zeigt Fig. 17. Die Wechselspannung wurde einer

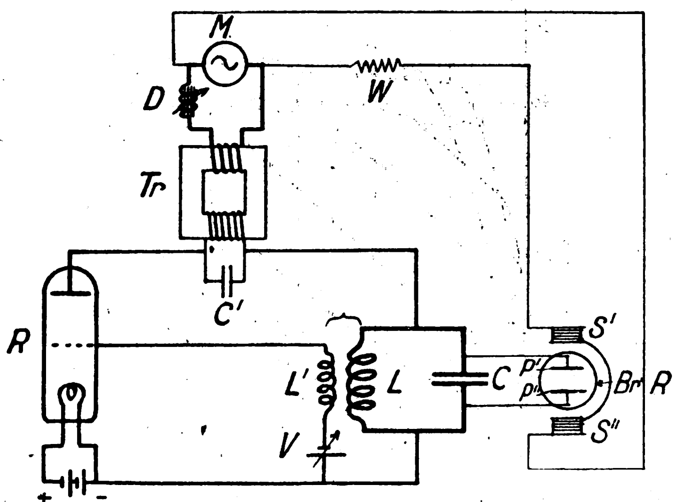


Fig. 17. Anodenbeeinflussung durch eine NF-Maschine.

500-Periodenmaschine M von 220 V. Spannung entnommen und mittels eines 500-Periodentransformators Tr (für 140/8000 V.) auf den gewünschten Betrag der Anodenspannung, meist etwa 1000 $V_{eff.}$ transformiert. Der Transformator war primär nicht voll belastet, die Regelung der Primärspannung erfolgte durch eine variable Drossel D. Die Sekundärspule des Transformators Tr wurde für die HF-Schwingungen durch die Kapazität C' eines Drehkondensators mit Ölfüllung überbrückt; zwar reichte bereits die Eigenkapazität der Sekundärspule des Transformators aus, um HF-Schwingungen auftreten zu lassen, die maximale Amplitude der HF-Schwingungen wurde jedoch erst für eine Zusatzkapazität von etwa 0,0002 μF erreicht. Als Elektronenröhre R fand die bei den Kennlinienaufnahmen verwendete Röhre der Type RS 5

Verwendung; im übrigen waren die Dimensionen des HF-Generators dieselben wie in Abschnitt II, 1. Die Wellenlänge betrug 3000 m.

Bei den mit dieser Schaltung (Fig. 17) erhaltenen Modulationsbildern 18 – 23 (Tafel I) erfolgte die horizontale Ablenkung des Flecks der Braunschen Röhre *BrR* durch den NF-Strom der Leitung $M S' S'' R'$; die Induktivitäten der magnetischen Ablenkungsspulen S' und S'' und der Drossel D, sowie die Kapazität C', bedingten jedoch eine Phasenverschiebung zwischen der Anodenwechselspannung und der horizontalen Ablenkung, so daß der Zusammenhang der HF-Amplitude mit der Anodenspannung nicht unmittelbar aus den Modulationsbildern zu ersehen ist. Die Werte der Gittervorspannung e_g und der Kapazität C' betrugen bei den einzelnen Aufnahmen:

Bildnummer	e_g Volt	C' μF
18	+ 15	ca. 0,0002
19	– 5	
20	– 30	
21	0	0,0025
22	– 15	
23	– 25	

Als günstig erwies sich ferner eine sehr lose Gitter-Rückkoppelung, sie betrug bei den Aufnahmen nur $M/L = 0{,}06$. (M = wechselseitige Induktion $L L'$, L = Induktivität der Spule L.)

Die Modulationsbilder ergeben ein Optimum der HF-Amplitude bei kleinen negativen Gittervorspannungen. Ferner zeigte es sich, daß die HF-Schwingungen unter gewissen Bedingungen nahezu über eine ganze NF-Periode andauern (siehe z. B. Fig. 19 [Tafel I]), eine Erscheinung, die sich nicht allein durch die Abklingungszeit erklären läßt. Zu ihrer Erklärung muß man vielmehr auf das Verhalten eines Wechselstromkreises mit eingebautem elektrischem Ventil und Selbstinduktion zurückgreifen, welches durch die Arbeiten von Papalexi und anderen[1]) bekannt ist. Diese Arbeiten zeigen, daß die Zeit, während welcher der Kreis Strom führt — im folgenden kurz als „Durchlaßzeit" bezeichnet —, sich um so mehr auf Kosten der „Sperrzeit" vergrößert, je größer die eingeschaltete Induktivität und je höher die Frequenz ist. Es seien zu diesem Punkt einige Strom-Zeit-Kurven mitgeteilt, welche mit derselben Elektronenröhre RS 5 mittels der Braunschen Röhre nach der Methode der bewegten Platte

1) N. Papalexi, Ann. d. Phys. 39, S. 976, 1912; G. Joos, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 19, S. 109, 1922.

(Abschn. I, 2) hergestellt wurden. Die Induktivität im Ventilkreis bestand dabei lediglich aus der Induktivität der magnetischen Ablenkungsspulen der Braunschen Röhre und der Streuinduktivität des Transformators. Bei den Aufnahmen 24 und 25 (Tafel III) betrug die Gittervorspannung 50 V., die Kennlinie, welche schematisch daneben gezeichnet ist, entsprach somit etwa der Grenzkennlinie der 2. Type. Bei der Aufnahme 24 war die Anodenspannung nur so groß gewählt (etwa 100 V. maximal), daß das Knie der Kennlinie eben noch nicht überschritten wurde. Bei Aufnahme 25 dagegen betrug die effektive Spannung an der Sekundärspule des Transformators ca. 500 V., die Kennlinie erstreckt sich noch ein beträchtliches Stück über das Knie hinaus; dementsprechend zeigt diese Strom-Zeitkurve eine Abflachung in der Höhe des Sättigungswertes. Beide Kurven zeigen deutlich die Verlängerung der Durchlaßzeit über die halbe Periodendauer. Bei der Aufnahme 26 (Tafel III) betrug die Gitterspannung Null Volt, die zugehörige Kennlinie gehört also zur 1. Type; die effektive Spannung am Transformator war ca. 900 V. Auch bei dieser Aufnahme ist noch eine geringe Verlängerung der Durchlaßzeit wahrzunehmen.[1])

Diese 3 Aufnahmen 24—26 waren mit einer Frequenz von nur $n = 40\ \text{sec}^{-1}$ ausgeführt. Erhöht man die Frequenz, so nimmt die Induktanz zu und die Sperrzeit wird immer mehr verkürzt. Aufnahme 27 (Tafel III) gibt die Verhältnisse für $n = 500\ \text{sec}^{-1}$ wieder; die Gitterspannung war dabei so eingestellt, daß man die Grenzkennlinie der 1. Type erhielt, was für $e_g = +15$ V. zutraf. Die Transformatorspannung betrug ca. 700 $V_{\text{eff.}}$ Wir können bei dieser Aufnahme die Sperrzeit nur in einer geringen Verdickung des unteren Umkehrpunktes entsprechend einer geringeren Geschwindigkeit des Fleckes der Braunschen Röhre erkennen, die Gleichstromwellen schließen sich fast unmittelbar aneinander an. (Die kleinen Punkte rühren von Störschwingungen des Kondensators C' der Fig. 17 her, dessen Wert bei den Aufnahmen etwa 0,0002 μF betrug.) Daß bei diesen Erscheinungen im wesentlichen die Streuinduktivität des Transformators die Ursache ist, zeigt Versuch 28 (Tafel III), bei welchem der Transformator durch einen anderen mit mehr Eisen ersetzt wurde, im übrigen aber dieselben Bedingungen wie bei der Aufnahme 27 hergestellt waren. Infolge der geringeren Streuinduktivität dieses Transformators macht sich bei Auf-

1) Ähnliches beim Betrieb von Röntgenröhren mit Glühkathode durch Wechselstrom ohne Gleichrichter.

nahme 28 die Sperrzeit wieder deutlich bemerkbar. Mit diesem Transformator ließ sich nach der Schaltung von Fig. 17 im günstigsten Falle eine HF-Modulation gemäß Bild 29 (Tafel III) erzielen, bei welchem die HF-Schwingungen längere Zeit aussetzen. In demselben Sinne wirkt auch eine Vergrößerung der Kapazität C' von Fig. 17, wie die Modulationsbilder 21—23 (Tafel I) beweisen, da die parallel geschaltete Kapazität die Wirkung der Streuinduktivität herabsetzt. Man wird daher im allgemeinen den Wert von C' nur so groß wählen, daß die HF-Amplitude nahezu ihren Höchstwert erreichen kann.

Besondere Beachtung erfordern bei dieser Schaltung die Störschwingungen, welche sich in dem aus der Streuinduktivität des Transformators Tr und dem Überbrückungskondensator C' bestehenden Schwingungskreis ausbilden können. Nähert sich die Eigenfrequenz dieses Kreises der verwendeten Tonfrequenz, so steigt die Spannung an der Sekundärspule des Transformators in gefährlicher Weise an.

2. Anodenbeeinflussung durch einen NF-Röhrengenerator.

Für die Konstruktion des Röhren-Tonsenders mit Anodenbeeinflussung durch einen NF-Röhrengenerator bieten sich 2 Möglichkeiten: Man kann beide Generatoren parallel (Figur 31) oder in Serie

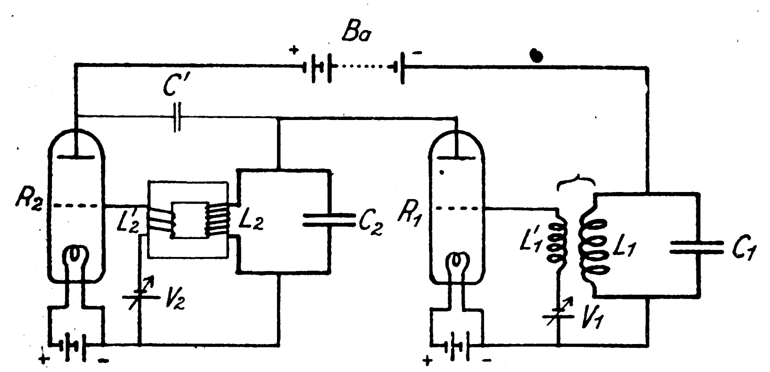


Fig. 30. Anodenbeeinflussung durch einen NF-Röhrengenerator: Serienschaltung.

(Fig. 30) geschaltet an die Anodenbatterie anschließen. Gemeinsam ist beiden Schaltungen, daß dabei HF- und NF-Generator annähernd dieselbe Leistung aufweisen müssen, zum Unterschied von dem in Abschnitt II, 3 beschriebenen Verfahren der Gitterbeeinflussung durch

einen NF-Röhrengenerator, bei welchem der NF-Generator erheblich kleiner sein konnte als der HF-Generator.

Die Wirkungsweise dieser Schaltungen läßt sich auf diejenige des soeben behandelten Röhren-Tonsenders mit Anodenwechselspannung zurückführen, insofern der NF-Generator die ursprüngliche Anoden-Gleichspannung durch seine Schwingungen periodisch beeinflußt. Wir können den NF-Generator als einen periodisch veränderlichen Widerstand auffassen, der sich bei Serienbetrieb in dem Anodenkreis des

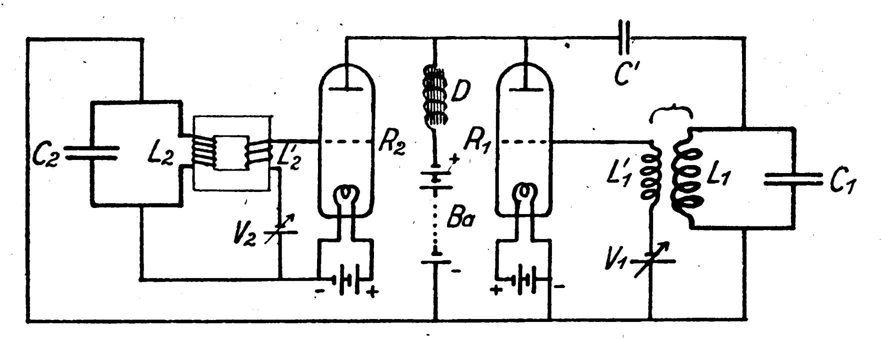


Fig. 31. Anodenbeeinflussung durch einen NF-Röhrengenerator: Parallelschaltung.

HF-Generators befindet, bei Parallelbetrieb einen Nebenschluß zur Anodenbatterie darstellt. Um im letzteren Fall eine Beeinflussung der Anodenspannung zu erzielen, wird der von der Anodenbatterie für beide Generatoren gelieferte Gesamt-Anodenstrom mittels einer Drossel (*D* in Fig. 31) möglichst konstant gehalten.

Werden HF- und NF-Generator in Serie geschaltet, so ist die HF-Amplitude in erster Annäherung dem von der NF-Röhre hindurchgelassenen Anodenstrom proportional; dieser Proportionalität überlagert sich der Aufschaukel- und Abklingungsvorgang. Die Anordnung bei den Versuchen mit Serienschaltung zeigt Fig. 30. Es wurden dabei 2 Röhren der Type RS 5 verwendet; die Dimensionen der Röhrengeneratoren waren im übrigen dieselben wie in Abschnitt II, 3; die Wellenlänge betrug 3000 m und die NF ca. $n = 500\ \text{sec}^{-1}$. Zur horizontalen Ablenkung des Flecks der Braunschen Röhre waren die magnetischen Ablenkungsspulen direkt in den NF-Schwingungskreis mit eingeschaltet. Mit dieser Schaltung aufgenommene Modulationsbilder geben Fig. 32—34 (Tafel I) wieder. Während der Fleck der Braunschen Röhre sich von rechts und links bewegte, war die NF-Röhre

durchlässig; dementsprechend treten in dieser „günstigen“ NF-Halbperiode HF-Schwingungen auf. Bei der Bewegung des Flecks von links nach rechts war der Anodenstrom gesperrt, die HF-Schwingungen setzen aus. Durch eine zum NF-Generator parallelgeschaltete kleine Kapazität C' ließ sich die Dauer der HF-Schwingungen etwas verlängern, jedoch nicht wesentlich über die Dauer einer halben NF-Periode hinaus. Fig. 32 zeigt ein einmaliges Anwachsen der HF-Amplitude während der günstigen NF-Halbperiode. Die Bedingungen für das Zustandekommen dieses Modulationsbildes sind sehr eng begrenzt. Ändert man dieselben nur wenig, so setzt entweder einer der Röhrengeneratoren aus oder man erhält, besonders bei Verstärkung des Heizstromes der NF-Röhre oder der NF-Anodenkoppelung, Modulationsbilder wie sie Fig. 33 und 34 darstellen. Bei diesen ergibt sich eine zweite Verringerung der HF-Amplitude während einer NF-Periode; dieselbe ist ein Abbild der Einsattelung des Anodenstromes bei „überspanntem“ Betrieb, hervorgerufen durch das Auftreten von stärkeren Gitterströmen, was sich an einem in den Gitterkreis des NF-Generators eingeschalteten Meßinstrument direkt feststellen ließ. So betrug z. B. der mittlere Gitter-Gleichstrom bei Fig. 32 nur 0,5 mA., bei Fig. 33 dagegen 2 mA. und bei Fig. 34 6 mA. Dementsprechend finden wir bei Fig. 33 nur eine geringe Einsattelung, während sie bei Fig. 34 schroff ausgeprägt ist.

Ein Nachteil der Serienschaltung ist darin zu erblicken, daß bei ihr dem HF-Generator nie die volle Anodenspannung zugute kommt und ferner in dem Umstand, daß einer der beiden Generatoren in allen seinen Teilen sich im Mittel auf einem etwa der Hälfte der Anodenspannung entsprechenden Potential befindet, was besonders sorgfältige Isolation und Vorsicht bei seiner Bedienung erforderlich macht.

War bei der Serienschaltung diejenige Halbperiode der NF die günstige, während welcher die NF-Röhre Anodenstrom durchließ, so kehren sich bei der Parallelschaltung[1]) die Verhältnisse um. Da bei ihr durch die Drossel D (Fig. 31) der Gesamtanodenstrom für beide Generatoren möglichst konstant gehalten wird, sind hier die Sperrzeiten des NF-Anodenstromes die ergiebigen für den HF-Generator. Wir erkennen dies auch an den Modulationsbildern 35—37 (Tafel I), bei denen die HF-Amplitude ihren Höchstwert für eine Be-

1) Diese letztere Schaltung findet häufig Anwendung für Telephonie-Röhrensender, vgl. hierzu: Ludwig Kühn, Jahrbuch für drahtl. Telegr. u. Teleph. 18, S. 419, 1921.

wegung des Flecks von links nach rechts aufweist. Auch in anderer Hinsicht bilden diese Modulationsbilder ein Gegenstück zu den vorhergehenden: Während es vorher nicht gelang, die HF-Schwingungen zum Durchschwingen zu bringen, ist es jetzt schwierig, ihr Aussetzen herbeizuführen. Die Modulationsbilder geben das Verhalten der HF-Amplitude für zunehmende NF-Beeinflussung wieder. Da für die Beeinflussung der gesamte aus Anodenstrom und Gitterstrom bestehende Emissionsstrom maßgebend ist, so macht sich hierbei ein überspannter Betrieb vom NF-Generator nicht bemerkbar, es sei denn, daß die kleinen Teilminima der HF-Amplitude, welche besonders bei Fig. 36 am linken und rechten Ende zu sehen sind, auf ihn zurückzuführen sind. Die bei den Versuchen benützte Schaltung zeigt Fig. 31; die Dimensionen der Generatoren waren dieselben wie bei der Serienschaltung, doch erwies es sich als günstig, für den HF-Generator die Schaltung mit getrenntem Batteriekreis (Abschnitt I, 3) zu verwenden. Der dabei notwendige Blockkondensator C' verursacht unter gewissen Umständen Störschwingungen, welche besonders bei der starken Beeinflussung von Fig. 37 zu erkennen sind.

IV. Schlußbetrachtungen.

Zusammenfassend lassen sich folgende Vorteile des Röhren-Tonsenders gegenüber einem ungedämpften Röhrensender anführen:

1. Der Röhren-Tonsender ermöglicht die Verwendung eines gewöhnlichen Empfängers ohne Überlagerer wie bei einem gedämpften Tonfunken-Sender.

2. Man kann den Empfänger außer auf die HF auch auf die NF abstimmen. Wird die Tonmodulation durch einen Röhren-Generator erzeugt, so besitzt die NF hohe Konstanz. Durch die NF-Abstimmung im Empfänger wird es möglich, zwei Tonsender mit derselben Wellenlänge, aber verschiedener NF getrennt zu empfangen. Dies bedeutet eine höhere Mannigfaltigkeit von Abstimmvariationen für die drahtlose Telegraphie, was bei der ständigen Zunahme des drahtlosen Verkehrs von Bedeutung sein kann.

Diesen Vorteilen sind folgende Nachteile gegenüberzustellen:

1. Wie bei allen gedämpften Sendern, findet eine schlechtere Ausnützung der Antenne statt. Bekanntlich ist der Spannungs-Amplitude in der Antenne durch das Auftreten von Sprühentladungen eine obere Grenze gesetzt. Der ungedämpfte Sender kann dauernd mit einer nahe diesem Grenzwert gelegenen Amplitude arbeiten, beim ungedämpften Sender darf dieser Grenzwert vom Maximalwert der

Amplitude nicht überschritten werden; der Effektivwert und damit die Senderleistung fällt dabei bedeutend niedriger aus. Immerhin ist der Röhren-Tonsender den Ton-Funken-Sendern überlegen, da sich bei ihm eine nahezu sinusförmige Amplitudenkurve erzielen läßt, während dies beim Funken-Tonsender ausgeschlossen ist.

2. Ein weiterer, im Wesen der ungedämpften Schwingung begründeter Nachteil aller Tonsender ist die geringere Resonanzschärfe im Vergleich mit ungedämpften Sendern. Bezeichnet N die HF und n die NF, so lassen sich bekanntlich bei vollkommener Durchsteuerung der HF-Amplitude die gedämpften Schwingungen eines Tonsenders

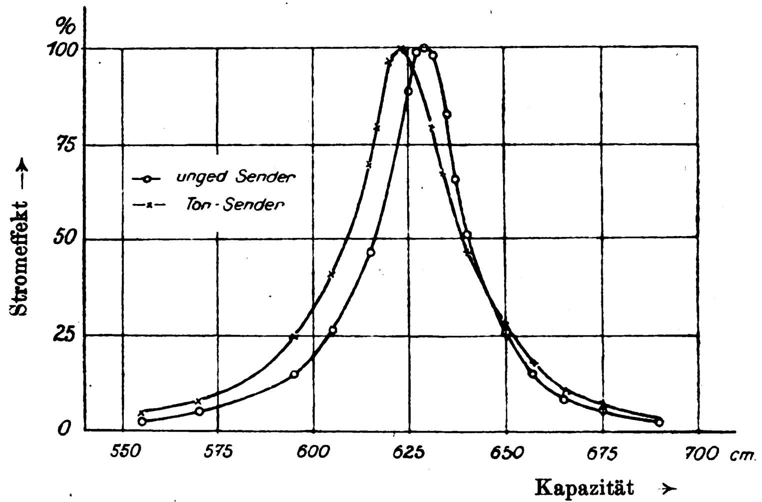


Fig. 38. Resonanzkurven.

durch das Zusammenwirken der beiden Frequenzen $N + n$ und $N - n$ darstellen, bei unvollkommener Durchsteuerung kommt dazu noch die Frequenz N selbst. Wird für einen Röhren-Tonsender die Resonanzkurve aufgenommen, so drückt sich die Modulation der HF in einer Verbreiterung der Resonanzkurve gegenüber der mit einem ungedämpften Sender erhaltenen Resonanzkurve aus. Um den Grad der Verschlechterung der Resonanzschärfe kennen zu lernen, wurden die in Fig. 38 wiedergegebenen Resonanzkurven aufgenommen. Die Abszissen geben die Größe der Kapazität im Wellenmesserkreis, die Ordinaten den Stromeffekt in Prozenten des Maximalwertes im Resonanzpunkt wieder. Bei der einen Resonanzkurve (kreisförmige Meßpunkte) war die HF-

Amplitude unbeeinflußt, bei der anderen Kurve (kreuzförmige Meßpunkte) wurde sie nach der Methode der Gitterbeeinflussung mittels einer 500-Periodenmaschine gemäß Fig. 39 [Tafel III] moduliert. Die Wellenlänge betrug 3000 m. Als Dämpfungsdekrement der ersten Kurve, identisch mit der Dämpfung des Wellenmessers ergab sich 0,062, die 2. Kurve entspricht einem Dekrement von 0,078; die Verschlechterung der Resonanzschärfe infolge der Modulation ist eine Vergrößerung des Dekrements um 0,015 äquivalent.

Ein Vergleich der verschiedenen im Vorhergehenden betrachteten Schaltungen läßt den Röhren-Tonsender mit Gitterbeeinflussung durch einen zweiten kleineren Röhren-Generator, wie er in Abschnitt II, 3 beschrieben wurde, als besonders brauchbar erscheinen. Da der NF-Generator nur Gitterladung für den HF-Generator zu bewirken hat, kann er klein dimensioniert werden und besitzt dementsprechend einen geringen Energieverbrauch. Es gestattet diese Schaltung die HF und die NF beliebig einzustellen, liefert nahezu sinusförmige Modulation der HF-Amplitude und besitzt eine gute Stabilität im Betrieb.

Zum Schlusse möchte ich Herrn Professor Dr. J. Zenneck für zahlreiche Ratschläge und besonders für die Bereitstellung der umfangreichen experimentellen Hilfsmittel meinen ergebensten Dank aussprechen.

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule München.

Der Röhrentonsender mit Selbststeuerung.

Von **E. Mauz** und **J. Zenneck.**

In einer früheren Arbeit[1]) haben wir Anordnungen untersucht, bei denen die Amplitude der HF-Schwingungen eines Röhrensenders durch eine dem Gitter zugeführte NF-Spannung moduliert wurde. In der vorstehenden Mitteilung von E. Mauz sind eine Reihe von anderen Methoden beschrieben, die demselben Zwecke dienen. Charakteristisch war dabei stets, daß die modulierende NF-Schwingung außerhalb des HF-Röhrensenders erzeugt wird; es handelte sich also immer um Röhrentonsender mit Fremdsteuerung.

Gegenstand des Folgenden bildet ein Tonsender mit Selbststeuerung, bei dem die modulierende NF-Schwingung von derselben Röhre geliefert wird, von der auch die HF-Schwingung herrührt.

---

1) E. Mauz und J. Zenneck, Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie **19**, 256—268, 1922.

I.

Schaltungen, die dazu verwendet werden können, sind längst bekannt.[1]) Sie sind dadurch gekennzeichnet, daß sie einen HF- und

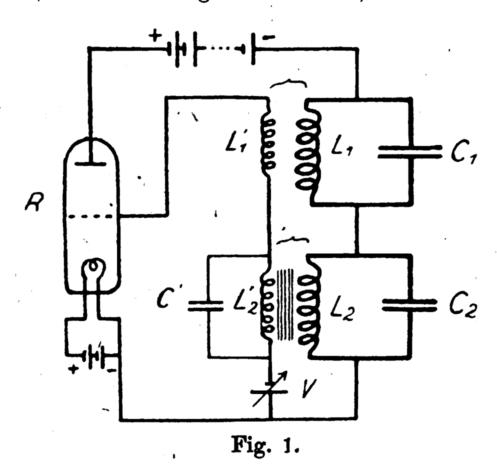


Fig. 1.

einen NF-Kreis, beide mit Rückkoppelung, enthalten. Die von uns benützten Anordnungen, die sich für die im folgenden untersuchten

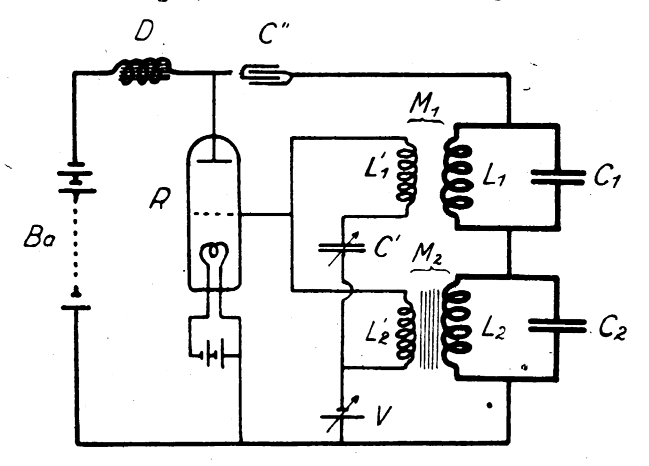


Fig. 2.

Fragen als merklich gleichwertig erwiesen, sind diejenige von Fig. 1 und 2. Sie unterscheiden sich, abgesehen von der Lage der Anoden-

1) Vgl. z. B. E. E. Bucher, Vakuum tubes in wireless communication (Wireless Press inc. New-York 1919, S. 183ff).

batterie, dadurch, daß bei Fig. 1 die beiden Rückkoppelungsspulen L_1' und L_2' hintereinander, bei Fig. 2 parallel geschaltet sind. In beiden Fällen ist ein „Überbrückungskondensator“ C' nötig; er überbrückt bei der Schaltung von Fig. 1 die NF-Rückkoppelungsspule L_2' für den HF-Strom im Gitterkreis, bei Fig. 2 verhindert er den Kurzschluß der NF-Rückkoppelungsspule L_2' durch die HF-Spule L_1'. Die im folgenden reproduzierten Bilder sind mit der Schaltung von Fig. 1 aufgenommen.

Die Dimensionen waren im wesentlichen dieselben, wie bei unseren oben zitierten Arbeiten. Die Elektronen-Röhre war eine Senderöhre RS 19

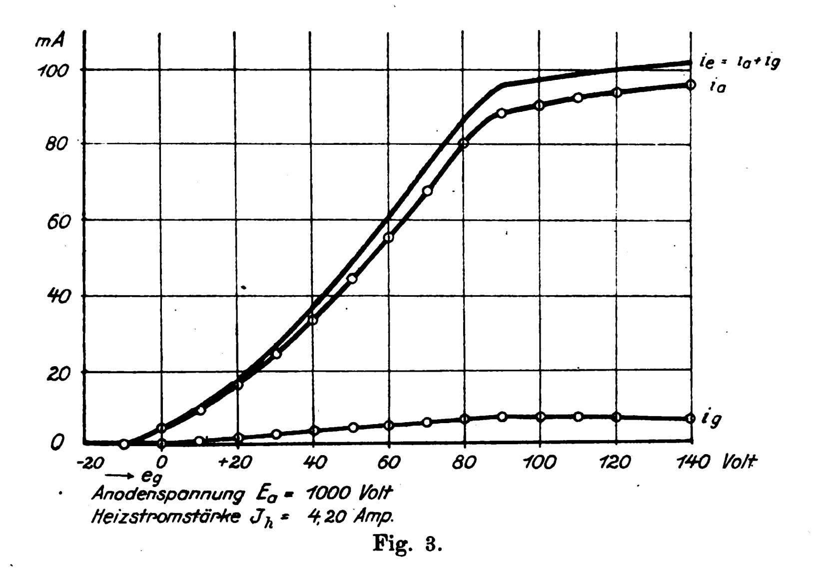


Fig. 3.

der Gesellschaft für Drahtlose Telegraphie. Sie wurde mit einem schwächeren Strom (4,2 Amp.) als normal (4,5 Amp.) und — in Ermangelung einer Gleichstrom-Hochspannungsquelle von genügender Stromkapazität — mit einer Anodenspannung von nur 1000 Volt betrieben. Unter diesen Bedingungen war die Charakteristik diejenige von Fig. 3. Ihr Mittelpunkt liegt ungefähr bei einer Gitterspannung von + 50 Volt.

Zur Untersuchung der Vorgänge wurde eine **Braunsche** Röhre in derselben Schaltung (Fig. 4) wie bei den angeführten Arbeiten verwendet. Die HF-Schwingungen beeinflußten die Röhre mit Hilfe der in sie eingebauten Platten P' und P'', die eine vertikale Ablenkung

des Flecks auf dem Schirm der Braunschen Röhre hervorriefen. Sollte die NF-Schwingung auf die Röhre wirken, so geschah die durch das magnetische Feld der Ablenkungsspulen S' und S'', die eine horizontale Ablenkung des Flecks der Braunschen Röhre erzeugten. Wirken bei dieser Anordnung beide Schwingungen auf die Braunsche Röhre, so erhält man stehende Modulationsbilder, wie sie

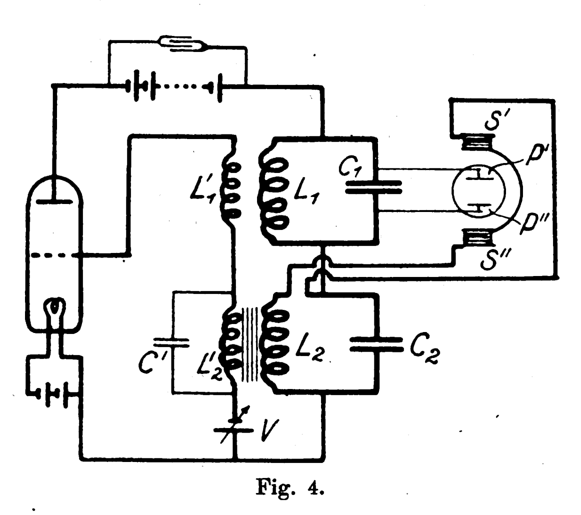


Fig. 4.

in unseren angeführten Arbeiten besprochen wurden (vgl. z. B. Fig. 6 ff. Tafel IV). Direkt bekommt man die zeitliche Änderung der HF-Amplitude (Amplitudenkurve), wenn man die HF-Schwingungen allein den Platten der Braunschen Röhre zuleitet und den bewegten Fleck auf eine horizontal vorbeigezogene photographische Platte photographiert (vgl. Tafel IV Fig. 14 ff.).

II.

Bei Anordnungen, wie derjenigen von Fig. 1 oder 2, läßt sich die Beeinflussung der HF-Schwingungen durch den NF-Kreis einmal durch Änderung der Stärke der Rückkoppelung in beiden Kreisen variieren. Außerdem aber besteht die Möglichkeit der NF-Beeinflussung dadurch verschieden stark zu wählen, daß man der Kapazität des Überbrückungskondensators C' verschiedene Werte gibt. Je kleiner der Überbrückungskondensator ist, um so größer ist unter sonst gleichen Umständen die Spannungsamplitude, die der NF-Kreis am Gitter erzeugt, und um so kleiner ist der HF-Strom, der zum Gitter fließt; aus beiden Gründen verstärkt sich die Wirkung der NF-Schwingungen.

Bei einer Reihe von Erscheinungen ist zu beachten, daß der NF-Kreis $C_2 L_2$ und der Kreis $C' L_2'$ zwei fest gekoppelte Systeme darstellen. Nach der Art, wie sie mit der Elektronen-Röhre in Verbindung stehen (der eine Kreis in der Anoden-, der andere in der Gitterleitung), kann nur die eine der beiden Koppelungsschwingungen als ungedämpfte Schwingung auftreten. Tatsächlich wurde durch den Sinn der Rückkoppelung diejenige Koppelungsschwingung gewählt, deren Frequenz der Eigenfrequenz des Kreises $C_2 L_2$ am nächsten lag. Die Versuche haben aber gezeigt, daß unter Umständen die andere Koppelungsschwingung periodisch angestoßen wird und zwar geschieht dies nur während desjenigen Teils der Periode der ungedämpften NF-Schwingung, in der das Gitter durch dieselbe eine positive Spannung bekommt. Fig. 5 Tafel IV illustriert diese Erscheinung. Es waren bei ihrer Aufnahme die Ablenkungsplatten P' und P'' (Fig. 4) der Braunschen Röhre an den Überbrückungskondensator C' angeschlossen, während der Strom des NF-Kreises $C_2 L_2$ durch die Ablenkungsspulen S' und S'' floß. Die Figur ist nicht, wie es bei einer einfachen ungedämpften Schwingung hätte sein müssen, ellipsenförmig, sondern zeigt in ihrem oberen Teil, der einer positiven Gitterspannung entspricht, das Vorhandensein von Schwingungen erheblich kleinerer Periode, die sich durch Ändern der Kapazität C' in weiten Grenzen variieren ließ. Es sind dies die Schwingungen, die in der vorstehenden Arbeit als „Störschwingungen" bezeichnet wurden.

III.

Allgemein ist festzustellen, daß beim Tonsender mit Selbststeuerung die Modulation der HF-Schwingungen durch die NF in den beiden Halbperioden der letzteren auch dann unsymmetrisch wird, wenn der Ruhepunkt die Mitte der Charakteristik ist. Eine nahezu symmetrische Modulation, wie die in Fig. 6 Tafel IV wiedergegebene, erfordert einen Ruhepunkt etwas unterhalb der Mitte der Charakteristik (bei Fig. 6 + 30 Volt gegenüber + 50 Volt für die Mitte der Charakteristik). Damit hängt zusammen, daß man auch dann, wenn der Ruhepunkt auf der Mitte der Charakteristik liegt, — im Gegensatz zur Fremdsteuerung durch Gitterbeeinflussung — Modulationsbilder erhalten kann, deren Periode gleich derjenigen der NF-Schwingungen, nicht gleich ihrem doppelten Werte ist (vgl. z. B. Fig. 7, Tafel IV). Ferner wirkt bei Selbststeuerung eine Vorspannung, welche den Ruhepunkt über die Mitte der Charakteristik hinaufrückt, ganz anders als eine solche, die den Ruhepunkt um denselben Betrag unter

den Mittelpunkt legt. Der Ruhepunkt unterhalb der Mitte der Charakteristik ist ausgesprochen ungünstig; zum mindesten ist der Stabilitätsbereich der Modulationsbilder sehr klein, falls sich überhaupt die HF- und NF-Schwingungen gleichzeitig erhalten lassen. Auch dies steht im Gegensatz zur Fremdsteuerung. Dort hatten wir (auf S. 267 der zitierten Arbeit) ausdrücklich darauf hingewiesen, daß die Erscheinungen für Ruhepunkte, die gleich weit oberhalb bzw. unterhalb der Mitte der Charakteristik liegen, fast genau gleich sind.

Die Erklärung für diese Erscheinung ist für Röhren mit kleinem Durchgriff (die von uns benutzte hatte in dem Gebiet der verwandten Anodenspannung einen Durchgriff von etwa 1,5 %), bei denen die Verschiebung der Charakteristik durch Änderung der Anodenspannung verhältnismäßig klein ist, mindestens qualitativ die folgende. Bei Anordnungen für Selbststeuerung, wie diejenige von Fig. 1 und 2, wird in den Zeiten, in denen die durch die NF-Schwingungen erzeugte Gitter-Wechselspannung negativ ist, die durch dieselben Schwingungen hervorgerufene Anoden-Wechselspannung positiv. Ist also der Ruhepunkt die Mitte der Charakteristik, so wird in derjenigen Halbperiode der NF, in der das Gitter negativ ist, die Anodenspannung erhöht, in der anderen Halbperiode die Anodenspannung erniedrigt. Das ermöglicht in der ersten Halbperiode eine höhere HF-Amplitude als in der zweiten: die Modulation wird unsymmetrisch. Arbeitet man mit einer höheren positiven Gitterspannung als der Mitte der Charakteristik entspricht, so daß der Ruhepunkt schon auf dem oberen gekrümmten oder nahezu horizontalen Teil der Charakteristik liegt, so bedingt ein negativer Wert der NF-Gitter-Wechselspannung für die HF-Schwingung einen Übergang des Arbeitspunkts auf den steileren Teil der Charakteristik und gleichzeitig eine Erhöhung der Anodenspannung. Beide Ursachen begünstigen die HF-Amplitude. Im entgegengesetzten Falle, wenn die Gittervorspannung niedriger ist als in der Mitte der Charakteristik, leistet ein positiver Wert der Gitterspannung nicht denselben Dienst; sie verschiebt zwar den Arbeitspunkt auf den steileren Teil der Charakteristik, erniedrigt aber gleichzeitig die Anodenspannung.

Im Gebiete der Gitterspannungen nahe der Mitte der Charakteristik oder darüber tritt der Einfluß der Gittervorspannung bei der Selbststeuerung zurück gegenüber dem Einfluß, den eine mehr oder weniger starke Einwirkung der NF-Schwingungen auf den Modulationscharakter hervorbringt. Praktisch läßt sich deshalb die Regel geben, daß man bei konstantem Ruhepunkt, einer konstanten Einstellung des Überbrückungskondensators auf einen nicht zu kleinen Wert und bei einer

konstanten günstig eingestellten HF-Rückkoppelung alle wichtigen Modulationsbilder durch Änderung der NF-Rückkoppelung erzielen kann. Nur ausgesprochen einseitige Bilder, wie z. B. dasjenige von Fig. 9 Tafel IV erfordern eine höhere positive Vorspannung.

IV.

Im einzelnen sind die Modulationsbilder, die man erhält, in den Fig. 7—16, Tafel IV zusammengestellt.

Die Fig. 7, 8, 9 entsprechen steigender NF-Beeinflussung und steigender positiver Gittervorspannung, die bei Fig. 7 nur wenig über der Mitte der Charakteristik liegt. Während bei dieser Figur die Modulation nur gering ist, ist bei Fig. 8 die Durchsteuerung nahezu vollkommen. Bei Fig. 9 setzt die HF Schwingung schon während eines Teils der NF-Periode aus. Gemeinsam ist den 3 Figuren, daß die Periode der Modulation mit derjenigen der NF-Schwingungen zusammenfällt. Amplitudenkurven, die den Modulationsfiguren 8 und 9 entsprechen, sind in den Aufnahmen 14 und 15 wiedergegeben.

Eine zweite Reihe stellen die Fig. 7, 10, 11, 12 dar, bei denen der Ruhepunkt merklich auf der Mitte der Charakteristik lag. Sie sind ebenfalls nach steigender NF-Beeinflussung angeordnet; bei einigermaßen starker Wirkung der NF-Schwingungen (Fig. 10, 11, 12) tritt eine zweimalige Änderung der HF-Amplitude während jeder NF-Periode auf. Eine Amplitudenkurve, die im wesentlichen unter denselben Bedingungen, wie Fig. 11 aufgenommen wurde, ist in Fig. 16 wiedergegeben.

V.

In den Fig. 7, 8, 11, 12 sind vertikale Striche einphotographiert. Sie wurden bei Kurzschluß des NF-Kondensators erhalten, geben also die Amplitude der HF-Schwingungen, wenn keine NF-Schwingung vorhanden ist. Die horizontalen Striche der Fig. 7 und 8 liefern in entsprechender Weise ein Maß für die Amplitude der NF-Schwingungen, wenn infolge Kurzschlusses des HF-Kondensators nur die NF-Schwingungen im Gange waren. Die Figuren zeigen, daß die Maximalamplitude der HF-Schwingungen bei Vorhandensein von NF-Schwingungen erheblich größer wird als die Amplitude der unmodulierten HF-Schwingungen, während die Amplitude der NF-Schwingungen bei Einsetzen der HF-Schwingungen etwas zurückgeht. Auch dann, wenn man nach Kurzschluß des NF-Kondensators C_2 Rückkoppelung und Vorspannung so einstellte, daß die — in diesem Fall konstante — Amplitude

der HF-Schwingungen den höchsten erreichbaren Wert bekam, war dieser Wert niedriger als die Maximal-Amplitude der HF-Schwingungen, die sich bei Modulierung durch NF-Schwingungen erzielen ließ. Insofern sind also die Bedingungen für die HF-Schwingungen günstig.

Es ist nach unserer Erfahrung aber zu erwarten, daß sie noch günstiger werden, wenn man den Energieverbrauch des NF-Kreises, der bei unserer Anordnung Spulen mit einem Eisenkern enthielt, durch Verwendung von eisenfreien Spulen mit genügend kleinem Widerstand herabdrückt.

VI.

Zum Schluß mögen noch zwei auffallende Beobachtungen mitgeteilt werden.

Die erste war die Tatsache, daß in den Fällen, in denen die Modulationsbilder ein vollkommenes Aussetzen der HF-Schwingungen während eines Teils der NF-Perioden zeigten (z. B. Fig. 9 und 12), die HF-Schwingungen in aufeinander folgenden NF-Perioden im Verhältnis zu den NF-Schwingungen stets genau dieselbe Phase hatten. Es zeigte sich dies darin, daß bei den betreffenden Modulationsbildern, deren Aufnahmezeit sich über mehrere tausend NF-Perioden erstreckte, die einzelnen HF-Perioden als feine, durchaus feststehende Striche erschienen (Fig. 9' und 12). Die Untersuchung dieser Erscheinung legt die Erklärung nahe, daß dieser Fall dann eintritt, wenn eine sehr hohe Harmonische der NF-Schwingungen dieselbe Frequenz besitzt, wie die HF-Schwingung.

Ferner ergab sich, daß unter bestimmten Bedingungen zwei verschiedene Modulationsbilder in aufeinander folgenden Perioden der NF-Schwingungen ganz regelmäßig miteinander abwechselten oder daß die HF-Schwingungen überhaupt nur alle 2 bzw. 3 NF-Perioden auftraten, dann aber ganz regelmäßig mit demselben Modulationsbild. Im ersten Falle überlagerten sich dann auf dem Schirm der Braunschen Röhre die beiden Modulationsbilder (vgl. z. B. Fig. 13, Tafel I); daß sie regelmäßig miteinander abwechselten, wurde im rotierenden Spiegel festgestellt. Es ist nicht gelungen, den Grund für diese Erscheinung zu finden.

Das praktische Resultat der vorstehenden Untersuchungen läßt sich dahin zusammenfassen, daß auch bei Röhrentonsendern mit Selbststeuerung jeder gewünschte Grad der HF-Modulation sich betriebssicher erzielen läßt. Sie besitzen vor den Tonsendern mit Fremdsteuerung durch eine Steuerröhre den Vorteil größerer Einfachheit der

Anordnung, vor den Tonsendern mit Fremdsteuerung durch eine Maschine denjenigen einer hohen Konstanz auch der Niederfrequenz — ein Vorteil, der wesentlich ins Gewicht fällt, wenn man im Empfänger auch NF-Resonanz ausnützen will.

München, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

Eine neue Audionschaltung, deren Benutzung zum Bau eines Universalempfängers und über Gleichstromverstärker für Schreibempfang.[1])

Von G. Leithäuser.

Auszug aus dem Vortrag vor der Gesellschaft der Naturforscher und Ärzte in Leipzig.

(Mitteilung aus dem Telegraphentechnischen Reichsamt.)

In der drahtlosen Telegraphie benutzt man zur Aufnahme ungedämpfter Stationen in der Regel das schwingende Audion oder ein Audion unter Verwendung eines örtlichen Hilfssenders, des Überlagerers. Besonders empfindlich wird die letzte Methode, wenn man kein gewöhnliches Audion an den Empfänger schaltet, sondern ein Audion, welches eine regulierbare Rückkopplung aufweist, deren Veränderungs-

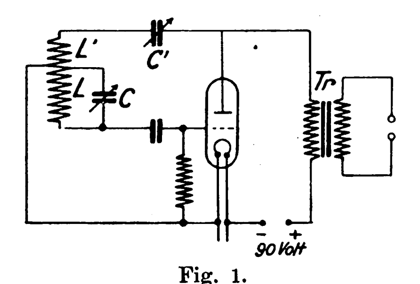


Fig. 1.

möglichkeit so fein ist, daß der Apparat kurz vor das Selbstschwingen eingestellt werden kann. Bei Verwendung magnetischer Rückkopplung ist im allgemeinen eine solche Einstellung mühevoll. Es wird daher eine neue Schaltung zweckmäßig sein, um eine möglichst fein einregelbare Rückkopplung erreichen zu können. Diese ist durch folgende

---

1) Siehe auch Jahrb. 20, S. 260, 1922.

in der Fig. 1 dargestellte Schaltung gegeben. Der Schwingungskreis des Empfängers, im allgemeinen der Sekundärkreis eines solchen, dessen Selbstinduktion L und Kapazität C sei, liegt zwischen Gitter und Kathode des zum Empfang dienenden Audions. Die Selbstinduktion des Schwingungskreises besitzt noch einige freie Windungen gleichen Windungssinnes L', welche mit dem Kondensator C' mit der Anode des Rohres verbunden sind. Zwischen Anode und Kathode des Rohres liegt in üblicher Weise ein Übertrager Tr für Niederfrequenz, welcher das Durchlassen einer hochfrequenten Schwingung möglichst verhindert. Durch Regelung des Kondensators C', der eine kleine Kapazität darstellt, ist es möglich, die Rückkopplung des Systems außerordentlich fein einzustellen. Für die Praxis genügt es, eine Empfängerspule zu nehmen, welche eine unterteilte Selbstinduktion besitzt. Durch Abstöpseln des Abgriffes für den Schwingungskondensator C und den Kathodenanschluß läßt sich der Wellenbereich weitgehend verändern; durch Regelung des Wechselstromwiderstandes des Kondensators C' läßt sich jedesmal die Rückkopplung einstellen. Die Empfindlichkeitssteigerung beim Empfang mit Hilfe der beschriebenen Vorrichtung ist bei loser Kopplung der Empfängerkreise recht groß. — Bei der Ausarbeitung der Schaltung leistete Herr Heintze wertvolle Mitwirkung.

Bei den benutzten Endverstärkern zum Schreibempfang unterscheidet man zwischen Wechselstromverstärkung und Gleichstromverstärkung. Für die Praxis ist die Benutzung der Gleichrichtertype meistens abhängig von den jeweilig vorhandenen Luftstörungen. Hat man Antennen zur Verfügung, bei denen die Stärke der Luftstörungen relativ klein ist gegenüber der aufzunehmenden Intensität, so kann man ohne weiteres Wechselstromverstärkung im Endverstärker anwenden. Andernfalls ist es besser eine Gleichstromverstärkung zu nehmen. Die Anordnung eines solchen Gleichstromverstärkers mit gleichzeitiger Anschlußmöglichkeit an eine Zentrale ist aus folgender Fig. 2 ersichtlich.

Die beiden Röhren, eine Doppelgitterröhre (Type R 2) und eine 10 Watt-Senderöhre, sind mit ihren Heizfäden eingeschaltet in einem von der Zentrale gespeisten Stromkreis, welcher außer den Glühfäden Widerstände enthält. Dabei ist die Verteilung so gewählt, daß zwischen dem ersten Eingangsdoppelgitterrohr und dem Ausgangssenderohr ein Widerstand W_2 angeordnet ist, von dessen Ende die Anodenspannung für das erste Rohr abgegriffen wird, während für das Endrohr in gleicher Weise dieses durch den Widerstand W_1 erfolgt. Durch negative Vorspannung des ersten Steuergitters ist das Doppelgitterrohr im

Ruhezustand verriegelt. Das Endrohr führt in diesem Zustande Anodenstrom, welcher hervorgerufen wird durch eine Schaltung zur Erzeugung einer Hochfrequenzschwingung, welche aus dem Kondensator „Gitter-Kathode“ des Endrohres besteht, ferner aus der Selbstinduktion L und der regelbaren Kapazität C_3. Tritt Zeichenstrom in den Übertrager Tr, so wird das Vorrohr entriegelt, das Potential am Abzweigpunkt des

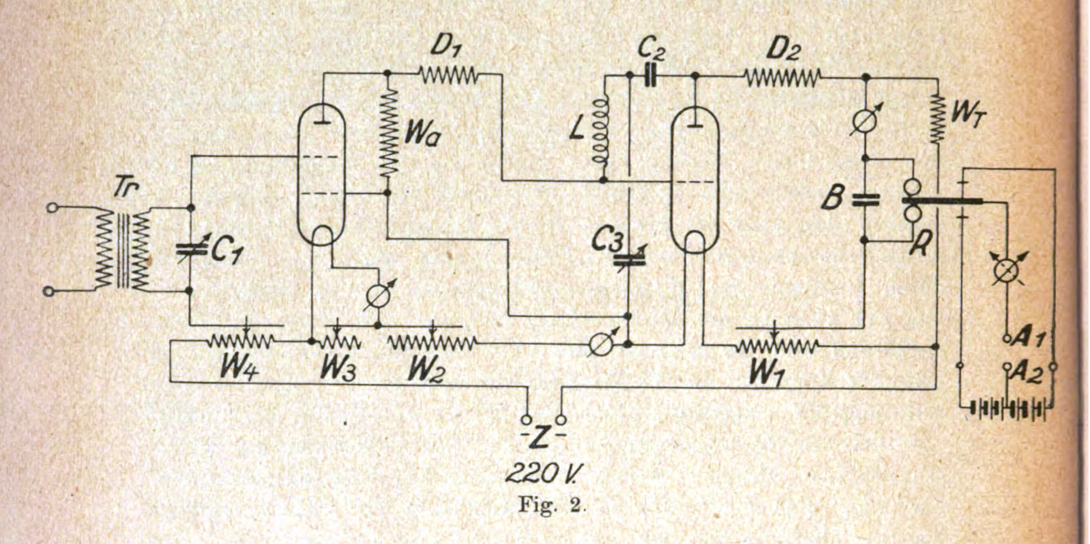


Fig. 2.

Widerstandes Wa negativer, somit auch das Gitter des zweiten Rohres, und die Hochfrequenzschwingung und der Anodenstrom des letzteren erlöscht. In der Figur bedeuten D_1 und D_2 Drosselspulen, R ein Relais, B, C_2 Blockkondensatoren. Der Widerstand Wt dient dazu, nach Aufhören des Anodenstromes im Endrohr einen entgegengesetzten Strom durch die Relaiswicklung zu treiben. Die Empfindlichkeit des Apparates ist gut, seine Störungsfreiheit gegen anstoßende Störungen verhältnismäßig gering.

Kurze, mit Röhren erzeugte elektrische Wellen.

Von **E. W. B. Gill** und **J. H. Morrell.**

(Phil. Mag. (6) **44**, S. 161—178, 1922, Nr. 259.)

Übersetzt von Ernst Lübcke.

Über die kürzlich entdeckte Methode zur Erzeugung kurzer, ungedämpfter Schwingungen berichteten Barkhausen und Kurz im Januar 1920. Sie benutzten harte Röhren, d. h. solche mit extrem hohem Vakuum. Beim Auftreten von Schwingungen hat das Gitter ein hohes Potential gegen Kathode und Anode und die Anode hat ein niedrigeres als die Kathode. Whiddington (Rad. Rev. Nov. 1919) erhielt Wellen mit einer gasgefüllten Röhre, wo die Anode stark positiv gegen Kathode und das Gitter wenige Volt über der Kathode war. Aus seinen Beobachtungen ergibt sich: Ist V das Gitterpotential und λ die ausgesandte Wellenlänge, dann ist $\lambda^2 V =$ const. Weiter wurden noch Untersuchungen bekannt (Rad. Rev. Juni 1920), bei denen Gitter und Kathode mit Lecherschen Drähten verbunden waren und die Anode positiv oder negativ oder gleich Null war gegenüber der Kathode, auch konnte die Anode isoliert sein oder ganz fehlen.

Barkhausen und Kurz konnten scheinbar nicht erklären, wie die Schwingungen zustande kamen; Whiddington nahm diskontinuierliche Ionenemission an. Die Verfasser geben im folgenden ihre Beobachtungen an einer Anordnung nach Barkhausen und Kurz und dann eine allgemeine Theorie, wobei sie finden, daß der Sitz der Schwingungen nicht im Gase und nicht in den Elektronen liegt, sondern daß die mit der Röhre verbundenen Leiter notwendige Teile des Schwingungssystems bilden.

Die bei den Untersuchungen meist benutzte Röhre war eine Marconi-Röhre MT 5. Diese hat einen mit Federn gespannten Heizfaden, ein konzentrisches zylinderförmiges Gitter mit 1,5 mm^2 Maschen und eine gut isolierte zylindrische Anode. Der Durchmesser des Gitters war etwa 1 cm, der der Anode 2,5 cm und konnte bis auf 5 $^0/_0$ genau gemessen werden.

Bei der ersten Versuchsanordnung waren Anode und Gitter durch ca. 70 cm lange Zuleitungen mit 850 cm langen Lecherschen Drähten L bei 5 cm Abstand verbunden. Die Brücke bestand aus 2 gleichen Kondensatoren C von der Größenordnung eines $m \mu F$, zwischen ihnen lag der Heizdraht T des Thermokreuzes. Die Gleitkontakte waren weiter unter Einschaltung entsprechender Batterien so geschaltet (vgl.



Fig. 1), daß am Gitterdraht ein hohes positives Potential V und am Anodendraht mittels eines Potentiometers S ein Potential von etwa 6 Volt unter dem negativen Ende des Heizdrahtes lag. Zwei empfindliche Milliamperemeter messen die Gleichströme durch die Röhre.

Bei dieser Anordnung bewegen sich die Elektronen, die von der Glühkathode ausgesandt werden, unter der positiven Spannung V des Gitters, eine gewisse Zahl geht direkt zum Gitter und der Rest geht durchs Gitter hindurch. Ist das Potential der Anode niedriger als das

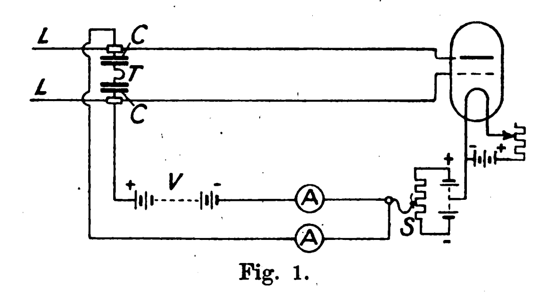


Fig. 1.

der Kathode, so machen sie kehrt und kommen zum Gitter zurück. Liegt das Anodenpotential ein wenig über dem der Kathode, so erreicht ein Teil der Elektronen, die durchs Gitter gehen, die Anode. Stellt man mit dem Anodenpotentiometer den Anodenstrom auf Null ein und verschiebt die Brücke längs der Drähte, so tritt bei gewissen Stellungen der Brücke ein Anodenstrom auf. Das Auftreten dieses Anodenstromes führte s. Zt. Barkhausen zur Entdeckung der kurzen Wellen. Bei der benutzten Anordnung wurden die Schwingungen durch das Thermokreuz angezeigt. Die Einstellungen der Brücke für maximalen Ausschlag des Galvanometers waren ziemlich scharf und stimmten nicht immer mit den Stellungen für maximalen Anodenstrom überein.

Aber es ist auch nicht nötig, das Anodenpotential so einzustellen, daß der Anodenstrom zu Null wird, wenn keine Schwingungen auftreten. Die Anode kann beträchtliches positives oder negatives Potential haben. Es findet sich immer für ein bestimmtes Anodenpotential ein Gitterpotential, bei dem der Schwingungsstrom durchs Thermokreuz ein Maximum wird. Bei höherem Anodenpotential nimmt der Anodenstrom zu, wobei das Anodenpotential nur leicht positiv ist. Bei bestimmten Anodenpotentialen beobachtet man keine Änderung des Anodenstromes mehr und bei noch höheren Potentialen nimmt er so-

gar ab. Für die benutzte Röhre MT 5 war dies kritische Potential ca. + 2 Volt, wenn der Spannungsabfall am Heizdraht 4 Volt beträgt.

Zuerst wurde die Stellung der Brücke verändert und der Strom im Thermokreuz beobachtet, wobei die Gitterspannung V, der Heizstrom und das Anodenpotential konstant gehalten werden.

Der Schwingungskreis besteht aus dem aus Anode und Gitter gebildetem Kondensator, der verteilten Kapazität und Selbstinduktion der Lecherschen Drähte und den in Serie geschalteten Kapazitäten C nebst dem Widerstand des Thermoheizdrahtes. Wenn der Gitterspannung V eine optimale Wellenlänge λ entspricht, so sollten bei der Verschiebung der Brücke von der Röhre weg maximale Schwingungsamplituden auftreten, wenn der Kreis auf λ, 2λ, 3λ usw. abgestimmt ist. Die zwischen zwei Schwingungsmaxima gefundenen Strecken auf den Drähten sollten gleich $\lambda/2$ und alle unter sich gleich sein. Man fand jedoch nur in bestimmten Fällen gleichentfernte Brückeneinstellungen, meistens gab es zwei Arten von Stellungen, die zwei verschiedene, unter sich gleiche Abstände hatten und so zwei optimale Wellenlängen anzuzeigen schienen. Dies ist auf die verschiedenen Schwingungsarten des Systems zurückzuführen, die weiter unten in der Theorie der Erscheinungen erläutert werden. Und eine Schwingungsart, die einer der für die Anordnung möglichen Wellenlänge entspricht, wird man immer erhalten.

Die naheliegendste Anordnung zur Bestimmung der Wellenlänge war die Benutzung eines lose gekoppelten Sekundärkreises, wobei die Brücke des Primärkreises nicht mehr verschoben wurde. Das Thermogalvanometer des Primärkreises zeigt ein Maximum, wenn das Lechersche Drahtsystem des Sekundärkreises abgestimmt wird. Den Einstellungen zweier Minima sollte auch eine halbe Wellenlänge entsprechen.

Bei einigen Milliampere Elektronenemission wurde die Gitterspannung von 16 bis 120 Volt in Stufen von 2 Volt erhöht, während die Anode auf + 2 Volt blieb. Man erhielt dann große Schwankungen des Schwingungsstromes, wie sie Fig. 2 zeigt. Schwingungen treten fast im ganzen Bereich auf, die Maxima liegen annähernd bei 16, 24, 42, 58, 82, 114 Volt Gitterspannung. Die Wellenlänge ist dabei von 16 bis kurz vor 24 Volt $\lambda = 586$ cm, von 24 bis 40 Volt $\lambda = 451$ und so weiter 366, 307, 262, 233 cm. Dies entspricht den freien Schwingungen des Systems. Und je nach der Gitterspannung setzt die eine oder andere Schwingung ein. Die scharfen Anstiege vor den Maxima zeigen, daß die längere Welle bevorzugt wird. Zu jeder Wellenlänge gehört eine bestimmte Gitterspannung, um das Maximum

der Schwingung zu erzeugen, wenn Heizstrom und Anodenspannung konstant gehalten werden, letztere beeinflussen wieder die günstigste Gitterspannung.

Bisher wurde die Wellenlänge nur bei konstanter Heizung gemessen, wobei sich der Emissionsstrom mit der Gitterspannung änderte. Für die theoretische Betrachtung ist es zweckmäßig, die Gitterspannung für das Optimum der Schwingungsenergie bei verschiedenen Wellenlängen zu bestimmen, wenn der gleiche Strom von der Kathode zum Gitter fließt und die Anodenspannung konstant gehalten wird.

Bei 6,0 mA Emissionsstrom, + 1,3 Volt Spannung Anode gegen Kathode ergab die Untersuchung folgende zusammengehörige Werte von Wellenlänge und Gitterspannung. Die dritte Spalte zeigt $\lambda^2 \cdot V$.

λ	V	$\lambda^2 V$
208	156,5	$68 \cdot 10^5$
233	122,5	66
262	92,5	64
307	68,5	64,5
366	50,5	67,5
451	36,5	74

Mit Ausnahme des letzten Wertes ist die Übereinstimmung von $\lambda^2 \cdot V$ gut. Bei den niedrigen Spannungen treten Abweichungen auf, weil sich nicht alle Elektronen unter gleichen Bedingungen bewegen. Wegen des Spannungsabfalls am Heizdraht ist das Feld an beiden Enden um 4 Volt verschieden. Ist nun V nicht groß gegen 4 Volt, so treten Störungen auf.

Um den Bereich der Wellenlängen bei gegebener Gitterspannung zu finden, wurde eine abgeänderte Versuchsanordnung benutzt. Statt der Lecherschen Drähte wurden zwei teleskopartig verschiebbare Röhren genommen. Man erhielt dann bei bestimmter Einstellung und 44 Volt Spannung zwischen Gitter und Anode:

1. bei konstantem Anodenpotential
   Emission 2,2 mA λ = 311 cm
   6,8 mA 306 cm
   9,8 mA 300 cm
2. bei konstantem Emissionsstrom von 5,2 mA
   Anodenpotential 1,2 Volt λ = 308 cm
   2,4 Volt 314 cm

Für eine bestimmte Anordnung nimmt also λ ab, wenn die Emission

zunimmt, und nimmt λ zu, wenn die Anodenspannung steigt. Dies rührt daher, daß Anode und Gitter nicht Spannungsknoten des Schwingungssystems sind, doch soll hierauf nicht näher eingegangen werden.

Mit der Apparatur wurden folgende zwei Versuche durchgeführt:

1. Der Emissionsstrom wurde geändert, Gitter- und Anodenspannung konstant gehalten. Bei gesteigerter Emission wird der Wellenlängenbereich breiter, die Wellenlänge des Maximums wird kürzer. Z. B. bei $V_{G.A} = 44$ Volt und $V_{K.A} = 1{,}2$ Volt lag für 7,0 mA Elektronenstrom das Schwingungsmaximum bei $\lambda = 295$ cm, für 10,6 mA bei $\lambda = 274$ cm.

2. Die Anodenspannung wurde geändert, Emissionsstrom und Spannung zwischen Gitter und Anode wurden konstant gehalten. Bei zunehmender Anodenspannung nimmt die Wellenlänge ebenfalls zu und der Bereich wird breiter, z. B. war mit $V_{GA} = 44$ Volt und 3,8 mA Totalemission die maximale Schwingungsenergie für $V_{KA} = 1{,}2$ Volt bei $\lambda = 298$ cm und für $V_{KA} = 3{,}0$ Volt bei $\lambda = 321$ cm. Diese letzte Beobachtung darf nicht mit dem Fall verwechselt werden, wo das Anodenpotential zunimmt und das des Gitters konstant gehalten wird. Es nimmt in diesem Falle auch die Länge der stärksten Welle mit dem Anodenpotential zu, wie es von Barkhausen beobachtet wurde, der jedoch jede Differenz in der Wellenlänge der Änderung der Potentialdifferenz zwischen Anode und Gitter zuschreibt. Dies kann aber keine erschöpfende Erklärung sein, denn, wie oben erwähnt, kommt man durch gleichmäßige Steigerung des Anoden- und Gitterpotentials in bezug auf die Kathode zu ähnlichen Resultaten.

Für das Auftreten der Schwingungen kann eine einfache Theorie nur unter vereinfachenden Annahmen gegeben werden. Eine allgemeine Theorie wird nicht aufgestellt, teils weil der Widerstand der Schwingungskreise unbekannt ist, teils weil die Rechnungen außerordentlich kompliziert werden.

Diese Annahmen sind:

1. Gitter-Anode können als ein paralleler Plattenkondensator betrachtet werden.

2. Von den Elektronen, die die Kathode verlassen, geht ein bestimmter Teil durch das Gitter in einem gleichmäßigen Strahl und jedes Elektron, das durch das Gitter geht, hat die gleiche Geschwindigkeit.

3. Die Elektronen, die von der Anode her zum Gitter zurückfliegen, erreichen es nahezu sämtlich, d. h. nur wenige gehen auf dem Rückwege durchs Gitter hindurch.

4. Die Schwingungspotentialdifferenzen sind klein im Vergleich zu den angewandten festen Potentialen.

Weiter wird der Gasdruck so niedrig angenommen, daß die Zahl der Zusammenstöße zwischen Elektronen und Gasmolekülen vernachlässigt werden kann. Dies trifft für die benutzte Röhre auch sicher zu. Unter diesen Annahmen versuchen wir zu zeigen, daß Schwingungen von annähernd richtiger Größenordnung der Wellenlänge erhalten werden.

Der eingeschlagene Weg ist folgender:

Angenommen Kathode und Anode sind auf dem Potential Null, und das Gitter auf $+V$. Die Elektronen gehen vom Glühdraht unter der Einwirkung des Potentials V mit der Geschwindigkeit v durch das Gitter nach der Anode und kehren mit der gleichen Geschwindigkeit v zum Gitter zurück. In dem Raume zwischen Gitter und Anode wird durch das Potential an den Elektronen keine Arbeit geleistet, dieses geschieht nur zwischen Kathode und Gitter. Wenn wir dann noch ein Wechselpotential $V_0 \sin p t$ zwischen Gitter und Anode infolge der Schwingungen annehmen, dann braucht die Arbeit infolge des Potentials $V_0 \sin p t$ an den Elektronen nicht notwendig gleich Null zu sein. Wenn die Arbeit positiv ist, nehmen die Elektronen Energie aus dem Schwingungssystem und die mittlere Geschwindigkeit, mit der die Elektronen das Gitter treffen, hat zugenommen. Die Schwingungen können in diesem Falle durch die Elektronenbewegung nicht aufrechterhalten werden. Wenn aber die Arbeit negativ ist, liefern die Elektronen Energie an das Schwingungssystem und wenn diese gleich dem Energieverlust durch Widerstand, Strahlung oder dielektrische Verluste ist, wird die Röhre weiterschwingen. Die mittlere Geschwindigkeit, mit der die Elektronen das Gitter treffen, ist in diesem Falle geringer als die Geschwindigkeit v infolge des Potentials V, folglich wird die Energie, die in das System von der Batterie geliefert wird, nicht allein zur Heizung des Gitters benutzt, sondern ein Teil wird in Schwingungsenergie verwandelt.

Diese Überlegung ändert sich nicht, wenn auch einige Elektronen zur Anode gehen. In allen Fällen, wo die Gesamtarbeit pro Schwingung durch das Wechselfeld negativ ist, kann aber die Schwingung nur aufrechterhalten werden, wenn die Energieverluste im Schwingungskreis nicht groß sind.

Der spezielle Fall, bei dem Kathode und Anode auf demselben Potential sind und noch keine Schwingungen da sind, soll zuerst betrachtet werden. V ist das Potential zwischen Anode und Gitter, d ihr Abstand. Das Elektron geht durch das Gitter mit der Geschwin-

digkeit $v = \sqrt{\frac{2e}{m} V}$, dann wirkt eine konstante Verzögerung f, die es noch gerade die Anode erreichen läßt. Wenn die Zeit, die das Elektron für den Weg vom Gitter zur Anode gebraucht, gleich T ist dann ist $v = fT$. Ein weiterer Zeitraum T führt das Elektron mit der Geschwindigkeit v zum Gitter zurück.

Nehmen wir jetzt zwischen Anode und Gitter noch eine Wechselspannung $V_0 \sin pt$ an, die den festen Potentialen überlagert ist, dann wirkt im Raume zwischen Anode und Gitter die elektrische Kraft $\frac{V_0}{d} \cdot \sin pt$, und auf die Ladung $-e$ eines Elektrons wirkt die Kraft, $\frac{eV_0}{d} \sin pt$ nach der Anode hin. Da V_0 als sehr klein gegen V angenommen wird, kann die Bewegung des Elektrons in erster Annäherung als allein durch V bestimmt betrachtet werden, d. h. seine Zeit hinüber ist T und die Verzögerung f.

Die Arbeit, die von $V_0 \sin pt$ geleistet wird, hängt von der Zeit t_0 ab, zu der das Elektron das Gitter passiert und für einen speziellen Wert t_0 ist die Arbeit $\int\limits_0^d \frac{eV_0}{d} \sin pt\, dx$. Die x-Achse liegt senkrecht zur Anode und dem Gitter und der Nullpunkt liegt im Gitter. Die Geschwindigkeit zur Zeit t ist:

$$\frac{dx}{dt} = v - f(t - t_0) = fT - f(t - t_0)$$

und die Arbeit reduziert sich auf:

$$\int\limits_{t_0}^{t_0+T} fe \frac{V_0}{d} (T + t_0 - t) \sin pt \cdot dt$$

Hieraus folgt die Arbeit auf das Elektron, das von der Anode zum Gitter zurückgeht:

$$\frac{2eV_0}{T^2} \left(\frac{T \cos pt_0}{p} + \frac{\sin pt_0 - \sin p(T + t_0)}{p^2} \right) \tag{1}$$

und die Arbeit auf das gleiche Elektron, das vom Gitter zur Anode geht, ist:

$$\frac{2eV_0}{T^2} \left(\frac{T}{p} \cos p(t_0 + T) + \frac{\sin p(t_0 + T) - \sin p(t_0 + 2T)}{p^2} \right) \tag{2}$$

Die Geschwindigkeit der Elektronen beim Auftreffen auf die Anode oder bei der Rückkehr zum Gitter hängt von t_0 ab, d. h. von dem Werte von $V_0 \sin p t$ in dem Augenblick, wo sie das Gitter passieren. Nimmt man einen konstanten Elektronenstrahl durch das Gitter an, dann kann man durch Integration von Gleichung (1) für die Grenzen $t_0 = 0$ und $t_0 = \frac{2\pi}{p}$ leicht zeigen, daß die in der Periode geleistete Arbeit gleich Null ist und ebenso für Gleichung (2). Wenn also alle Elektronen zum Gitter zurückkehrten, könnte keine Schwingung entstehen. Die Schwingungserzeugung wird in diesem Falle erst dadurch möglich, daß bei jeder Schwingung eine bestimmte Zahl Elektronen die Anode trifft; das Integral von Gleichung (2) schließt folglich nicht alle Werte von t_0 zwischen 0 und $2\pi/p$ ein, sein Wert ist daher nicht Null, sondern kann negativ sein.

Der erste Schritt besteht darin, ausfindig zu machen, welche Elektronen die Anode erreichen. Ohne Schwingungen haben die Elektronen beim Passieren des Gitters genug Energie, um zur Anode gegen die Spannung V anlaufen zu können, wird noch eine Extraarbeit an ihnen geleistet, dann werden sie auf der Anode aufgefangen. Ist die Arbeit aber negativ, so erreichen sie die Anode nicht, sondern kehren zum Gitter zurück. Gleichung (1) zeigt, daß alle Elektronen, die durch das Gitter zur Zeit t_0 hindurchfliegen, für welche

$$\frac{T \cos p t_0}{p} + \frac{\sin p t_0 - \sin p (T + t_0)}{p^2}$$

positiv ist, die Anode erreichen, während alle die, für welche der Ausdruck negativ ist, gerade die Anode nicht mehr erreichen und zum Gitter zurückfliegen.

Von den Elektronen, die durch das Gitter fliegen, geht die Hälfte zur Anode, die andere Hälfte geht zum Gitter zurück, wobei die Zeit zum Erreichen der Anode gleich π/p (halbe Schwingungsdauer) und zum Zurückfliegen zum Gitter auch gleich π/p ist. Die von dem Schwingungspotential geleistete Arbeit ist gleich Null, solange beide Hälften vom Gitter zur Anode fliegen. Die Nutzarbeit ist nur die von der Hälfte, die zum Gitter zurückkehrt, geleistete Arbeit.

Um zu entscheiden, ob eine Schwingung, deren Schwingungsdauer gleich $2\pi/p$ und deren Amplitude gleich V_0 ist, bei einer Gitterspannung V bestehen kann, muß man zunächst die Zeit T kennen, welche das Elektron zum Durchfliegen der Strecke Gitter—Anode unter dem Einfluß des von V allein herrührenden Feldes gebraucht, dazu

muß man zuerst aus Gleichung (1) die Werte von t_0 für die Elektronen berechnen, die zum Gitter zurückkehren, wenn das System schwingt. Und schließlich muß man den Mittelwert des Ausdrucks (2) für diese Werte von t_0 bilden und, da der Emissionsstrom bekannt ist, die durch das Schwingungspotential pro Sekunde geleistete Arbeit berechnen. Wenn diese Arbeit negativ ist und wenigstens gleich den Energieverlusten pro Sekunde, dann bleibt ein Schwingungsvorgang bestehen.

Unter Benutzung von Näherungswerten ist eine Tabelle für verschiedene Größen des Verhältnisses: $T:1/p$ berechnet. In der Tabelle gibt die zweite Reihe die Werte von $p\,t_0$ für die Elektronen, welche bei jeder Schwingung zum Gitter zurückkehren, die dritte gibt die pro Sekunde durch das Schwingungspotential geleistete Gesamtarbeit in willkürlichen Einheiten für einen festen Wert von V_0 und der Emission, und die vierte Reihe gibt die Wellenlängen, die dem speziellen Wert $V = 44$ d. h. $T = 4{,}3 \cdot 10^{-9}$ Sek. entsprechen.

	Werte von $p\,t_0$ für Elektronen die zum Gitter zurückkehren	Arbeit	Wellenlänge bei $V = 44$
$p = \frac{\pi}{4T}$	165^0—345^0	zu vernachlässigen	1040 cm
$p = \frac{\pi}{2T}$	150^0—330^0	$-0{,}47$	520 cm
$p = \frac{3\pi}{4T}$	135^0—315^0	$-0{,}85$	347 cm
$p = \frac{\pi}{T}$	120^0—300^0	$-0{,}86$	260 cm
$p = \frac{2\pi}{T}$	90^0—180^0	$-0{,}32$	130 cm

In allen genannten Fällen ist die Arbeit negativ, die Schwingungen können also theoretisch aufrechterhalten werden, obwohl in Praxis die Energieverluste in den Schwingungskreisen derart sind, daß nur die den größeren Arbeitswerten entsprechenden Wellenlängen wirklich existieren.

Für alle nicht in der Tabelle aufgenommenen Werte von $T:1/p$ ist die Arbeit klein. Je größer die Arbeit, desto größer ist auch die Amplitude der entstandenen Schwingung, und wie man sieht, liegt die Schwingungsperiode $2\pi/p$ der größten Amplitude bei gegebenem Wert von T in der Nähe von $\frac{8}{3}T$. Allgemein wird eine dieser Zeit entsprechende Wellenlänge entstehen und ebenso ein bestimmter Wellenlängenbereich auf beiden Seiten davon, wobei die Grenzen des Bereiches durch die Energieverluste in dem Schwingungskreis bestimmt

werden. Dies theoretische Resultat stimmt gut mit dem experimentell gefundenen obiger Experimente überein.

In dem speziell betrachteten Fall von $V = 44$ geht der Wellenlängenbereich von 320 bis 451 cm mit einem Maximum bei 323 cm. Eine Zunahme der Elektronenemission verbreitert den Wellenlängenbereich, in Übereinstimmung mit der Tatsache, daß für ein gegebenes V_0 die in das Schwingungssystem hineingesteckte Arbeit dem Emissionsstrom proportional ist.

Weiter liegt in Übereinstimmung mit der Rechnung die Wellenlänge der größten Schwingungsamplitude näher am Bereichsende der kurzen Wellenlängen. Die Arbeit fällt vom Maximum rascher nach der kurzen Wellen-Seite als nach der der längeren Wellen.

Um die Zeit zu berechnen, die ein vom Glühdraht kommendes Elektron gebraucht, um vom Gitter zur Anode zu fliegen, wenn das Gitterpotential V gegen Kathode und Anode beträgt, müssen Gitter und Anode nicht parallele Ebenen sein, sondern sie können auch, wie es der Wirklichkeit entspricht, als konzentrische Zylinder mit den Radien a und b angenommen werden.

Die rücktreibende Kraft auf das Elektron, wenn es die Entfernung r von der Achse entfernt ist, beträgt $\frac{k}{r}$, wo $k = \frac{V}{\log e \frac{b}{a}}$. Die Bewegungsgleichung ist daher:

$$m \frac{d^2 r}{d t^2} = \frac{- e k}{r}$$

Dies ergibt zweimal integriert unter der Berücksichtigung, daß $\frac{d r}{d t} = 0$, wenn $r = b$ ist:

$$T = b \sqrt{\frac{2 m}{e V} \log_e \frac{b}{a}} \int_0^{\sqrt{\log_e \frac{b}{a}}} c^{-x^2} d x$$

Bei der benutzten Röhre ist für $a = 0{,}5$ cm, $b = 1{,}25$ cm und $e/m = 5{,}3 \cdot 10^{17}$ stat. Einh., V in Volt gemessen:

$$T = \frac{2{,}87 \cdot 10^{-8}}{\sqrt{V}} \text{ sec}$$

Die Genauigkeit dieses Ausdrucks ist begrenzt durch die Genauigkeit, mit der a und b bekannt sind, also wahrscheinlich bis auf 5 bis 10 %.

Die Wellenlänge kann jetzt für irgendeine Beziehung zwischen T

und $1/p$ berechnet werden. Wenn $p = u\,\pi/T$, ist die Zeit einer Periode $2\pi/p$ oder $2\,T/u$ und die Wellenlänge in Zentimeter $6 \cdot 10^{10}\, T/u$.

Die einfache Theorie zeigt, daß für die Schwingungen der größten Amplitude $p\,T$ einen bestimmten Wert von etwa $3\pi/4$ besitzt. Da aber $T \sim \frac{1}{\sqrt{V}}$ und $\lambda \sim \frac{1}{p}$ ist, folglich die Kombination der Gitterspannung V und der Wellenlänge λ für das Schwingungsmaximum eine Konstante: $\lambda^2 \cdot V = \text{const.}$

Die Theorie ist im allgemeinen in guter Übereinstimmung mit den Beobachtungen, nur ein Punkt ist unerklärt, nämlich die Änderung der Wellenlänge der Schwingung größter Amplitude für eine bestimmte Spannung zwischen Gitter und Anode, wenn entweder die Emission geändert wird oder das Anodenpotential etwas gegen das des Drahtes geändert wird.

Dann gibt es noch einen speziellen Fall, der Gegenstand einer besonderen Untersuchung war, bei dem selbst bei stark negativer Anode (40 Volt oder mehr) gegen die Kathode immer noch Schwingungen erhalten werden, ohne daß überhaupt irgendein Strom die Anode erreicht. Diese Schwingungen sind aber wesentlich schwächer und schwieriger zu erzeugen, als die hier mitgeteilten.

Die einfache Theorie, die von dem Auftreffen einer Gruppe von Elektronen auf die Anode abhängt, wird diesem speziellen Fall nicht gerecht.

Die Erklärung der Erscheinungen ist unter den Voraussetzungen gegeben, die für die einfache Theorie gelten. Die erste Voraussetzung, daß Gitter und Anode als parallel angenommen werden, ist nicht wichtig, da das Feld zwischen Zylindern der benutzten Art fast gleichförmig ist. (Es sei bemerkt, daß für die benutzte Röhre der Wert von T unter der Annahme des Feldes zwischen Zylindern berechnet wurde.) Der einzige Unterschied zwischen Zylindern und parallelen Platten ist bei der einfachen Theorie eine kleine Differenz des Verhältnisses T zu $1/p$ bei der größten Schwingungsamplitude. Dagegen erfordert die zweite Voraussetzung, daß die Elektronen durch das Gitter in einem konstanten Strahl hindurchfliegen, somit alle die gleiche Geschwindigkeit haben, sorgfältigere Überlegung. Die Geschwindigkeit ist tatsächlich nicht die gleiche aus zwei Gründen:

1. weil Wechselspannungen zwischen Glühdraht und Gitter auftreten, die eine Verschiebung der Geschwindigkeit zum Gitter hin bewirken,

2. wegen des Spannungsabfalls des Heizstromes im Glühdraht.

Bei den gewöhnlichen Methoden der Schwingungserzeugung mittels Röhren ist die unter 1. genannte Wechselspannung wichtig, da sie die ganze Tätigkeit der Röhre beherrscht; aber bei unseren Versuchen ist sie von untergeordneter Bedeutung. Die zwischen Kathode und Gitter induzierten Wechselspannungen sind kleiner als die zwischen Gitter und Anode. Der Hauptteil der durch das Wechselfeld an den Elektronen geleisteten Arbeit, der dafür maßgebend ist, ob die Elektronen die Anode erreichen oder nicht, wird zwischen Gitter und Anode geleistet. Es ist daher fast korrekt zu sagen, daß alle Elektronen, die das Gitter zur Zeit t_0 passieren, wo der Ausdruck (1) positiv ist, die Anode erreichen.

Im Extremfall, wenn die Anode so negativ ist, daß das System nach der Methode der auf die Anode aufprallenden Elektronen nicht schwingen kann, wird die Schwingung meist durch eine Geschwindigkeitsverteilung am Gitter hervorgerufen, was bedeutet, daß die Elektronen das Gitter nicht in gleichförmigen Strahl passieren. Deshalb bleibt das Integral des Ausdrucks (2) endlich und wird nicht gleich Null, wie es normal ist, wenn alle Elektronen zum Gitter zurückkehren.

Die geringe Schwäche der Schwingungen läßt vermuten, daß die Elektronen mit beinahe gleicher Geschwindigkeit das Gitter passieren.

Die einfache Theorie soll daher mit den Beobachtungen übereinstimmen, wenn die Schwingungen hauptsächlich durch die Elektronenansammlungen an der Anode veranlaßt werden. Ist aber die Anode negativ gegen die Kathode, so wird die Geschwindigkeitsverteilung zum Gitter wichtiger und die einfache Theorie weniger genau.

Die Geschwindigkeitsverteilung wird durch die Emission ebenso beeinflußt, wie diese die Raumladung um den Glühdraht verändert — diese beeinflußt die Zeit, die die Elektronen zum Zurücklegen des Weges vom Glühdraht zum Gitter gebrauchen — und diese wiederum ändert den kleinen Effekt des Wechselfeldes in diesem Raum.

Infolge des Spannungsabfalles von 4 Volt am Glühdraht treten statt eines Elektronenstrahles, der von dem Gitter mit dem Potential V berührt, eine Reihe Strahlen auf, die sich unter einer von V bis $V—4$ Volt veränderlichen Spannung bewegen (V ist die Spannung zwischen Gitter und negativem Ende des Heizdrahtes). Die Elektronenzahl in den verschiedenen Strahlen variiert von einem ($V—2$) entsprechenden Maximum ab, da die Mitte des Glühdrahtes am heißesten ist. Die Emission fällt gleichmäßig von diesem Punkt nach beiden Seiten.

Im allgemeinen Falle, wenn die Anode leicht positiv gegen das

negative Ende der Kathode ist, wenn also keine Schwingungen auftreten, erreichen einige der Strahlen die Anode und der Rest nähert sich ihr, aber in verschiedenen Entfernungen.

Wenn nun Schwingungen einsetzen, werden einige der letzteren Strahlen periodisch zur Anode gelenkt, während in der anderen Schwingungshälfte einige abgelenkt werden, die vorher die Anode erreichten. So halten alle beteiligten Strahlen die Schwingung aufrecht, und wenn V nicht klein ist, sind die Wellenlängen, die jeder am besten erzeugen kann, nahezu die gleichen, so daß der kombinierte Effekt sich nur wenig von dem eines einzelnen Strahles unterscheidet, der sich unter der Spannung V bewegt.

Die Frage, ob der mittlere Anodenstrom zu- oder abnimmt, wenn Schwingungen einsetzen, hängt davon ab, ob die mittlere Dichte der Elektronenstrahlen, die zur Anode gelenkt werden, zunimmt oder weniger wird, als die Zahl der von ihr abgelenkten.

Wenn die Anode gleiches Potential wie die Mitte des Glühdrahtes hat, sollte keine Änderung auftreten; wenn es höher liegt, sollte der Strom abnehmen und im umgekehrten Falle zunehmen, wie es nach den oben mitgeteilten Beobachtungen auch tatsächlich geschieht.

Zum Schluß möchte ich Herrn Professor Townsend bestens danken, der uns mit wertvollem Rat unterstützte.

Bemerkung über die Bestimmung von Ionisierungsspannungen.

In den oben beschriebenen Versuchen sind die Felder zwischen Gitter, Glühdraht und Anode denen ähnlich, die bei der Bestimmung der kritischen Spannung benutzt werden, wenn geringe Gasreste in der Röhre sind. Bei letzteren Versuchen werden die Änderungen im Anodenstrom beobachtet, wenn die Gitterspannung steigt. Es treten bei bestimmter Gitterspannung abnorme Anodenströme auf, die auf diese Weise die für die Moleküle des Gases charakteristische Ionisierungsspannung anzeigen.

Die hier beschriebenen Versuche zeigen nun, daß wegen der auftretenden Schwingungen abnorme Änderungen im Anodenstrom auftreten müssen, wo immer noch Ströme von der Größenordnung eines Milliampere bei sehr niedrigem Gasdruck vom Draht zum Gitter fließen. Den Einfluß der Spannungsänderung am Gitter kann man deutlich aus der Kurve der Fig. 2 ersehen.

In allen gewöhnlichen Fällen, wo die Röhre mit Detektoren und Galvanometern oder Elektrometern verbunden ist, ist scheinbar das System ebensooft im Schwingungszustand wie nicht.

Sogar wenn die Anode so negativ ist, daß nur Schwingungen des schwächeren Types auftreten, die den Anodenstrom nicht beeinflussen, tritt eine Schwierigkeit auf, da die Schwingungen eine unbekannte

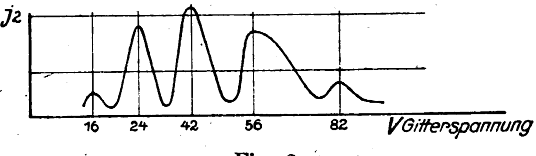


Fig. 2.

Spannungsdifferenz zwischen Gitter und Kathode überlagern, und die Elektronen sich nicht unter dem Einfluß des konstanten Feldes bewegen.

Man muß deshalb, um zuverlässige Werte der Ionisierungsspannung zu erhalten, Vorsichtsmaßregeln gegen das Entstehen von Schwingungen treffen; deren beste die ist, daß man Emissionsströme von viel geringerer Stärke als ein Milliampere benutzt.

Referate.

H. W. Sullivan, Hochfrequenz-Wheatstone-Meßbrücke. (The Radio Review Vol. III, S. 80, 1922.)

Für die meist in der Hochfrequenztechnik vorkommenden Messungen des Widerstandes, der Kapazität, Selbstinduktion, Dielektrizitätskonstante von Kabeln usw. für den Bereich zwischen 10000 und 500000 Perioden pro Sekunde hat H. W. Sullivan eine Meßbrücke geschaffen, welche zuerst in der Ausstellung der Physikalischen Gesellschaft in London 1922 gezeigt wurde. Der wesentliche Vorteil dieser Brücke gegenüber ähnlichen Anordnungen besteht erstens darin, daß dieselbe von einem Hochfrequenzgenerator gespeist wird, welcher Schwingungen etwa von dem Charakter erzeugt, wie sie tatsächlich in den der Messung zu unterwerfenden Apparaten später benutzt werden, sowie zweitens in der Verwendung eines Vakuum-Thermo-Galvanometers als Indikationsinstrument, welches im Bereiche von $1-10^{-3}$ Ampere Ablesungen gestattet.

Wie das Schema gemäß Fig. 1 zeigt, werden drei Brückenzweige aus nichtinduktiven Widerständen a, b und c gebildet, welche dekadisch unterteilt sind. Der erste Bereich geht von 0 bis 10 Ohm springend um je 1 Ohm, der zweite von 0 bis 1 Ohm, springend um je 0,1 Ohm. Außerdem können Zusatzwiderstände von 10, 20 und 30 Ohm in die

Zweige entsprechend eingeschaltet werden. Selbstverständlich müssen alle diese Widerstände derart sein, daß sie weder Kapazität noch Selbstinduktion besitzen. Zur Abgleichung auf Resonanz dienen im vierten Zweig die Selbstinduktion *b* und der Kondensator *e*. *f* ist das Vakuum-

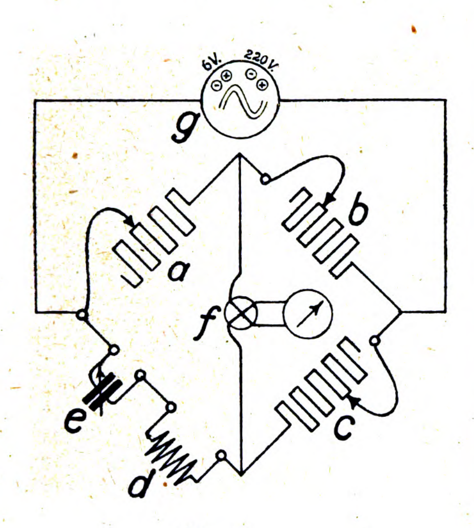


Fig. 1.

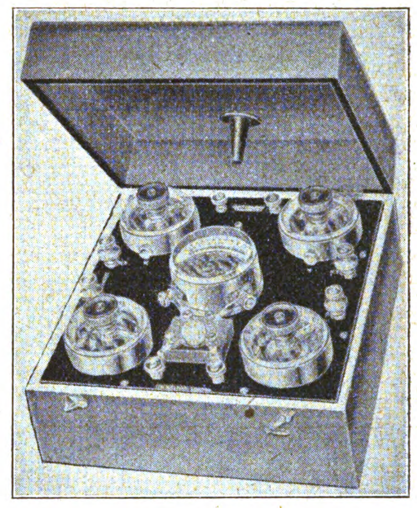


Fig. 2.

Thermo-Galvanometer, *g* der Hochfrequenzgenerator. Die Meßgenauigkeit soll je nach der Art der Messung 0,5 % (bei kleinen Widerständen) bis 2 % (bei großen Widerständen) betragen.

Fig. 2 gibt ein Bild von der Ausführung dieses sehr handlichen und insbesondere für den praktischen Bedarf gedachten Apparates wieder.

Eugen Nesper.

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Hochfrequenzmaschinen.

D. R. P. 362268. Karl Schmidt in Berlin-Südende und C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin-Tempelhof. Patentiert vom 20. 9. 19 ab, ausgegeben am 26. 10. 22. Gleichpol-Hochfrequenzdynamo. Zwecks Tastens mittels Erregerstroms wird die Arbeitswicklung (Wechselstromwicklung) durch eine Gegenfelderregerwicklung beeinflußt, die zweckmäßig in

möglichster Nähe der Arbeitswicklung und des Luftspaltes vorgesehen ist. Die Gegenfeldwicklung kann sowohl auf dem Stator wie auf dem Rotor angeordnet sein. Ferner kann die Hauptfelderregerwicklung mit der Gegenfelderregerwicklung in Serie geschaltet sein, wobei letztere beim Tasten kurzgeschlossen werden kann.

D. R. P. 361 764. Société Française Radio-Electrique in Paris. Patentiert vom 10. 7. 21 ab, ausgegeben am 28. 10. 22. Unionspriorität

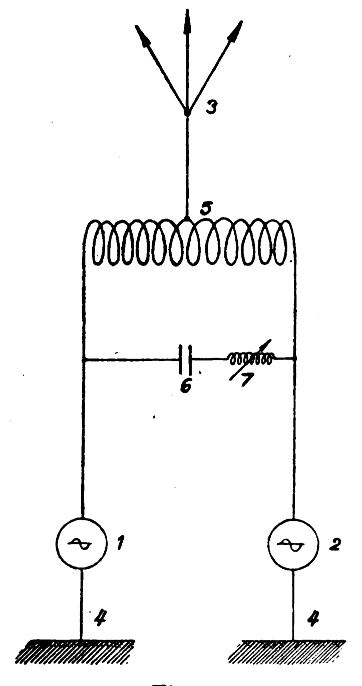


Fig. 1.

6. 5. 21, Frankreich. Schaltungsanordnung zur Parallelschaltung von Hochfrequenzwechselstrommaschinen. Um den synchronisierenden Strom ohne Beeinflussung der eingestellten Nutzleistung regeln zu können, sind die Wechselstromerzeuger durch einen Kondensator gekoppelt, der in Nebenschluß zu zwei in Reihe geschalteten Impedanzen liegt, deren Verbindungspunkt an den Verbrauchsapparat, z. B. eine Antenne, angeschlossen ist. Fig. 1 zeigt diese Schaltung.

D. R. P. 361 762. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 16. 3. 21 ab, ausgegeben am 19. 10. 22.

Anordnung zur Parallelschaltung von zwei Hochfrequenzmaschinen mit Hilfskapazität, die zum Synchronisieren beider Maschinen dient. Das Wesen der Erfindung besteht darin, daß die nötigen Kapazitäten für beide Maschinen zu einer einzigen Kapazität vereinigt sind. Die Kapazität soll dabei nur in der Verbindungsleitung zwischen den beiden Generatorspeisepunkten liegen, wobei die Kapazität nicht vom Hauptstrom, sondern nur vom synchronisierenden Strom durchflossen wird.

Kathodenröhrenschwingungsgeneratoren.

D. R. P. 361763. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 18. 4. 19 ab, ausgegeben am 19. 10. 22. Parallelschaltung von zwei oder mehreren Kathodenröhrensendern. Es wird ein gemeinschaftlicher Schwingungskreis für sämtliche Gitterstromkreise gebildet, wobei diese letzteren in bezug auf die Phase ihrer Ströme zwangläufig miteinander verbunden sind.

Von dem Patentsucher ist als der Erfinder angegeben worden: Mendel Osnos in Berlin-Wilmersdorf.

D. R. P. 362644. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 25. 11. 20 ab, ausgegeben am 30. 10. 22. Zusatz zu D. R. P. 348911, siehe Jahrb. **19**, S. 245. Schaltungsweise zur Unterdrückung nicht gewollter Schwingungen bei Kathodengeneratoren. Im Anodenkreis des Kathodengenerators ist eine Selbstinduktionsspule von solcher Größe eingeschaltet, daß sie für die nicht gewollten schnellen Schwingungen einen großen und für die gewollten langsamen Schwingungen einen kleinen Widerstand darbietet; zur Verstärkung der Wirkung dieser Selbstinduktionsspule kann parallel zu derselben ein Ohmscher Widerstand eingeschaltet werden. Erfinder ist Walter Schäffer in Berlin.

Lichtbogengeneratoren.

D. R. P. 361965. Otto Scheller in Berlin-Lichterfelde und C. Lorenz, Akt.-Ges. in Berlin-Tempelhof. Patentiert vom 27. 11. 19 ab, ausgegeben am 20. 10. 22. Lichtbogengenerator zur Erzeugung schneller elektrischer Schwingungen. Das Wesen besteht darin, daß die Elektroden des Lichtbogengenerators in einem möglichst spitzen Winkel angeordnet sind. Hierdurch wird bezweckt, den Fußpunkt des Lichtbogens auf den Elektroden nicht wandern zu lassen.

Senderschaltungen für Telegraphie und Telephonie.

D. R. P. 359132. F. Weichart in Berlin. Patentiert vom 7. 7. 21 ab, ausgegeben am 19. 9. 22. Schaltanordnung für Röhren-

generatoren mit kapazitiver Rückkopplung. Zum Schutze des im Gitterkreise liegenden Schnelltastrelais werden beiderseits desselben zwischen Gitter und Kathode zwei Hochfrequenzdrosseln angeordnet, die aus starkem Kupferdraht (Durchmesser etwa 0,5 mm) bestehen und nur geringen Ohmschen Widerstand haben, sowie im Innern Eisen enthalten. Fig. 2 zeigt diese Schaltung; 11 ist das Tastrelais, 12, 12

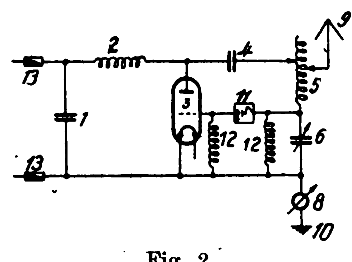


Fig. 2.

die Hochfrequenzdrosseln. Tritt hierbei ein Kurzschluß ein, so brennt nicht wie bisher stets die Gitterdrossel durch, sondern die unmittelbar an der Hochspannungsmaschine liegenden Sicherungen 13.

D. R. P. 361385. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin und Dipl.-Ing. Ludwig Kühn in Charlottenburg. Patentiert vom 21. 4. 20 ab, ausgegeben am 13. 10. 22. Der Geber schließt und öffnet einen für die Schwingungserzeugung erforderlichen Schwingungskreis bzw. verstimmt die erforderlichen Abstimmittel und schaltet gleichzeitig auch die Energiequelle ab und umgekehrt.

D. R. P. 361683. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 2. 3. 21 ab, ausgegeben am 17. 10. 22. Schaltungsanordnung zur Steuerung von Hochfrequenzleistung in einem Schwingungskreis. Das Wesen besteht darin, daß ein Absorptionskreis differerential mit zwei Wicklungen des Schwingungskreises gekoppelt ist, wobei der einen Wicklung ein Zweig parallel geschaltet ist, dessen Widerstand beim Tasten oder Telephonieren beeinflußt werden kann. Fig. 3 gibt ein Ausführungsbeispiel, a/b ist der Absorptionskreis, W_1 und W_2 die Wicklungen, deren Induktionswirkungen sich normalerweise gegenseitig aufheben. Wird aber beim Drücken der Taste T oder beim Besprechen der Kathodenröhre R der Wicklung W_2 mehr oder weniger Widerstand parallel geschaltet, so hört die Kompensation zwischen W_1 und W_2 auf und es entsteht ein wechselnder Kraftfluß im Transformator E, durch welchen der Absorptionskreis a/b mit der

Antenne in Verbindung gesetzt wird und auf diese als dämpfender Widerstand einwirkt.

Erfinder ist Walter Schäffer in Berlin.

D. R. P. 357357. Société Française Radio-Electrique in Paris. Patentiert vom 23. 6. 20 ab, ausgegeben am 24. 8. 22, Unionspriorität vom 15. 2. 16, Frankreich. Schaltungsanordnung für Stationen für

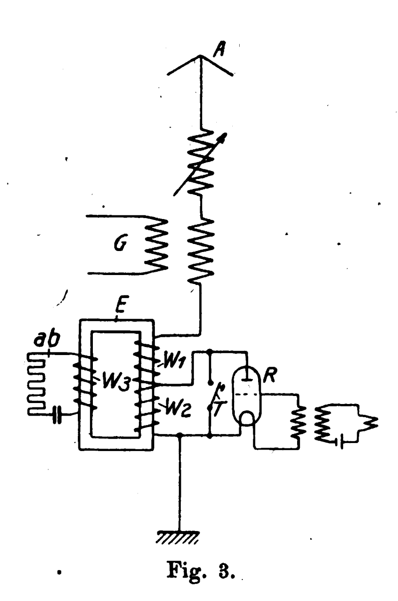


Fig. 3.

drahtlose Telephonie mit Kathodenstrahlgeneratoren zur Erzeugung ungedämpfter Wellen. Das Mikrophon liegt in einem Kreise, der aus einer Induktanz und einer parallel zu dieser geschalteten Kapazität besteht und der in den Gitterkreis des Kathodenstrahlgenerators eingeschaltet ist.

D. R. P. 358775. Dr. Erich F. Huth, G. m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 14. 12. 16 ab, ausgegeben am 16. 9. 22. Zwischen die Energiequelle und die Antenne sind der magnetischen Sättigung unterliegende Einrichtungen, z. B. Frequenztransformatoren, eingeschaltet, mit Hilfe deren eine durch Selbsterregung hervorgerufene Schwingungserzeugung bei Sprechruhe verhindert wird, indem diese Einrichtungen die Erregungsfrequenz auf einen von der Antennenfrequenz abweichenden Wert transformieren, während durch die Sprechströme die Frequenztransformation ganz oder teilweise aufgehoben wird, so daß eine der

4*

Antenne entsprechende Frequenz und damit eine Energieausstrahlung entsteht. Die Schwingungen werden durch Vakuumröhren erzeugt.

D. R. P. 361 361. Bell Telephone Manufacturing Co. Société Anonyme in Antwerpen. Patentiert vom 15. 2. 20 ab, ausgegeben am 11. 10. 22, Unionspriorität vom 21. 8. 15. Hochfrequenzschwingungen werden im Rhythmus einer Schwingung niedrigerer Frequenz beeinflußt, und zwar werden die Ströme niedriger Frequenz in Serie mit den von einem Hochfrequenzgenerator erzeugten Hochfrequenzschwingungen mit im wesentlichen konstanter Amplitude dem Eingangsstromkreis eines Dreielektrodenvakuumrelais aufgedrückt.

D. R. P. 361 386. Marconis Wireless Telegraph Company, Limited, in London. Patentiert vom 12. 3. 20 ab, ausgegeben am 13. 10. 22. Schaltungsanordnung für Fernsprechsender mit Glühkathodenschwin-

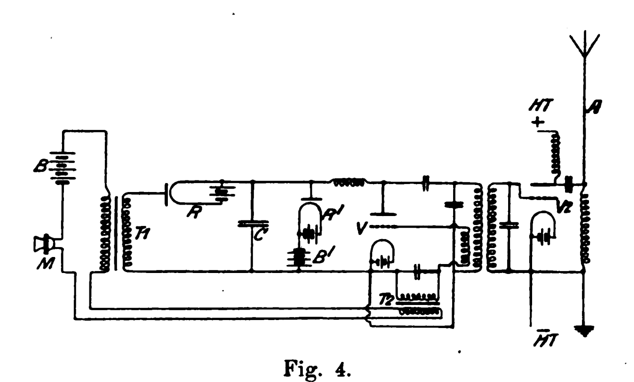


Fig. 4.

gungserzeuger, bei der die Sprechströme selbst die Erzeugung der durch die Tonschwingungen zu beeinflussenden ungedämpften Wellen übernehmen. Das Wesen besteht darin, daß die Sprechströme sowohl eine Anodengleichspannung [und zwar durch Einschaltung eines elektrischen Ventils (R in Fig. 4) in die Sekundärwicklung des Sprechtransformators (T^1), als auch eine Modulationswechselspannung [und zwar durch eine besondere getrennte Kopplung (T^2) mit dem Mikrophonkreis] liefern, die entweder dem Anodenkreis oder dem Gitterkreis zugeführt wird. Außerdem kann ein Spannungsbegrenzer (R^1) für die Gleichspannung zur Abkürzung der Übergangszustände angewendet werden.

D. R. P. 361 387. Marconis Wireless Telegraph Company, Limited, in London. Patentiert vom 24. 11. 20 ab, ausgegeben am 13. 10. 22, Unionspriorität vom 28. 2. 20, Großbritannien. Die zu übertragende

Frequenz ist die Schwebungsfrequenz aus zwei Trägerfrequenzen, deren eine oder auch beide in bekannter Weise im Rhythmus der Sprache verändert werden. Fig. 5 zeigt eine Ausführung, bei der die Übertragung der von den Röhrengeneratoren A^1 und A^2 erzeugten Träger-

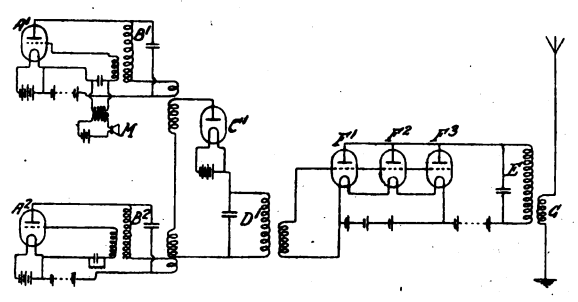


Fig. 5.

frequenzen auf die Antenne unter Vermittlung eines Gleichrichterschwingungskreises (C^1) und eines Verstärkers (F^1 F^2 F^3) erfolgt. Die Anordnung kann aber auch nach Fig. 6 getroffen werden, wo der Gleichrichterschwingungskreis auf das Gitter der Röhre eines Absorp-

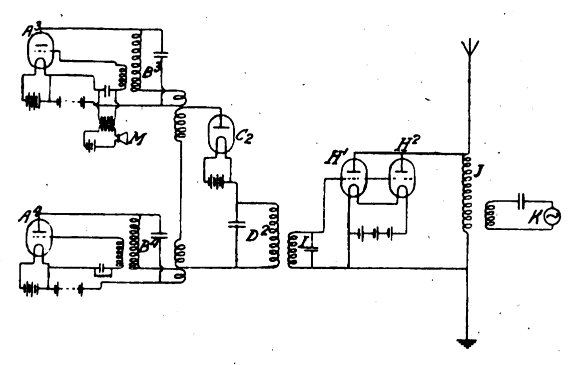


Fig. 6.

tionskreises (H^1 H^2) arbeitet, der an der Antenne liegt und dadurch die Ausstrahlung der Antenne steuert, die von einer besonderen Schwingungsquelle (K) durch ungedämpfte kontinuierliche Schwingungen gespeist wird.

D. R. P. 361445. Bell Telephone Manufacturing Company, Société Anonyme in Antwerpen. Patentiert vom 13. 5. 20 ab, ausgegeben am 14. 10. 22, Unionspriorität vom 8. 9. 17, V. St. A. Zur Verminde-

rung einer Verzerrung von Signalen (Sprache), wo im Rhythmus mit den Signalen (Sprachwellen) beeinflußte Hochfrequenzschwingungen übertragen werden, wird die Verzerrung teilweise oder ganz durch entsprechende Änderung der niederfrequenten Wellen kompensiert. Zu diesem Zweck werden zwischen dem Niederfrequenzkreis und dem Hochfrequenzkreis Kreise eingeschaltet, welche die Verzerrung einer niederfrequenten Welle der einen Frequenz in bezug auf die einer anderen Frequenz verschieden gestalten.

D. R. P. 361966. Bell Telephone Manufacturing Company, Société Anonyme in Antwerpen. Patentiert vom 22. 3. 17 ab, ausgegeben am 21. 10. 22, Unionspriorität vom 1. 12. 15, V. St. A. Übertragung von Tönen mittels modulierter Hochfrequenzträgerwellen. An der Sendestation wird die Übertragung des nicht beeinflußten Teiles der Hochfrequenzträgerwelle verhindert und lediglich eine oder beide infolge der Tonsteuerung (Modulierung) auftretenden Modulationswellen ausgesendet. An der Empfangsstelle wird dann über diese ankommende Schwingung eine solche Hochfrequenz überlagert, deren Frequenz der auf der Sendestelle unterdrückten Frequenz möglichst genau entspricht. Zur Unterdrückung des nicht beeinflußten Teiles der Hochfrequenzträgerwelle dienen zwei Kathodenstrahlröhren, deren Gitter in entgegengesetzter Phase von der Summe der Hochfrequenzträgerschwingung und der Tonfrequenzsteuerschwingung beeinflußt werden, während ihre Anodenkreise unter Vermittlung von auf die Frequenz der zu übertragenden Modulationsschwingungen abgestimmten Zwischenkreisen und Verstärkerröhren auf die Übertragungsleitung (Antenne) derart wirken, daß nur die gewünschte Modulationsschwingung ausgesandt wird.

D. R. P. 358960. Marconis Wireless Telegraph Company, Limited, in London. Patentiert vom 15. 7. 21 ab, ausgegeben am 19. 9. 22, Unionspriorität vom 5. 8. 20, Großbritannien. Zwei Stationen arbeiten mit verschiedenen Wellenlängen und erzeugen demgemäß Schwebungen. An jeder Station ist ein Empfangskreis vorgesehen, der auf die Schwebungsfrequenz abgestimmt und mit einem Sendesystem durch einen Gleichrichter gekoppelt ist. Hierdurch wird erreicht, daß kein Empfang stattfindet, wenn nicht der Sender mit normaler Kraft arbeitet. Wenn der auf die Schwebungsfrequenz abgestimmte Empfänger mit der Sendeantenne gekoppelt wird, wird erreicht, daß Senden und Empfang vermittels einer und derselben Antenne erfolgen kann.

D. R. P. 353644. Joseph Massolle in Berlin-Grunewald, Hans Vogt in Berlin-Wilmersdorf und Dr. Joseph Engl in Berlin-Grunewald. Patentiert vom 4. 3. 19 ab, ausgegeben am 23. 5. 22. Differential-

schaltung zur Steuerung der Amplituden hochfrequenter, ungedämpfter Schwingungen im Rhythmus akustischer Schwingungen zu Zwecken der Aufzeichnung, Wiedergabe und Fernübertragung. Zwei normalerweise elektrisch vollkommen gleiche Kreise, die von einer Hochfrequenzenergiequelle gleich stark gespeist werden und in Differentialkopplung auf einen dritten Kreis wirken, werden durch akustische Schwingungen so beeinflußt, daß in beiden Kreisen Stromphasenverschiebungen nach entgegengesetzten Richtungen entstehen, deren resultierende Wirkung auf den Kopplungskreis übertragen wird. Für Zwecke der naturgetreuen Übertragung der akustischen Schwingungen in der richtigen Tonhöhe sollen die beiden Kreise vorher auf die Hälfte der maximalen Phasenverschiebung gebracht werden, so daß die Amplitude des Kopplungskreises bei maximaler Änderung zwischen Null und einem Maximum pendelt. Die Beeinflussung der beiden Differenzkreise geschieht zweckmäßig durch ein doppelseitig wirkendes Kapazitätsmikrophon in der Weise, daß eine durch die akustischen Schwingungen bewegte Membran die beiden Kondensatoren der Differenzkreise entgegengesetzt ändert.

D. R. P. 359995. Dieselben Erfinder. Zusatz zu vorstehendem D. R. P. 353644. Patentiert vom 9. 9. 20 ab, ausgegeben am 28. 9. 22. Hier soll die Übertragung der Steuerwirkung auf die Differenzkreise durch Veränderung ihrer Selbstinduktion im Rhythmus der Niederfrequenz erfolgen. Zu diesem Zwecke besitzen die veränderlichen Selbstinduktionen Eisenkerne, deren Magnetisierungsgrad durch den zu übertragenden Niederfrequenzstrom geändert wird. Die Eisenkerne werden durch Gleichströme vormagnetisiert. Zur Verminderung der Wechselstromverluste sollen im Vormagnetisierungskreis bzw. im Niederfrequenzkreis ein oder mehrere Widerstände vorgesehen werden. Die Eisenkerne der Drosselanordnungen beider Differenzkreise können auch zu einem gemeinsamen Eisenkern mit mehreren Schenkeln vereinigt werden.

Denselben Gegenstand betreffen die britischen Patentschriften 157748 und 168846.

D. R. P. 353918. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 18. 1. 19 ab, ausgegeben am 30. 5. 22. Schaltung zur Durchführung von Wellentelephonie über Leitungen. Die benachbart angeordneten Sender und Empfänger sind gegenseitig derart gekoppelt, daß die beim Senden aus der Leitung oder aus dem den Sender umgebenden Streufeld vom Empfänger aufgenommene Sendeenergie durch diese Kopplung ganz oder nahezu aufgehoben wird.

Sieb- und Drosselketten zur Verwendung als Wellenfilter.

D. R. P. 361384. Siemens & Halske Akt.-Ges. in Siemensstadt bei Berlin. Patentiert vom 18. 8. 21 ab, ausgegeben am 24. 10. 22. Erfinder Dr. Hans Riegger in Berlin-Pankow. Siebkette. An zwei Stellen zwischen den Gliedern der Kette ist sowohl magnetische wie elektrische Kopplung vorhanden, wobei Selbstinduktion und Kapazität an den Kopplungsstellen so gewählt sind, daß an den Grenzen des Siebbereiches die Kopplung Null wird. Es können auch noch weitere Kopplungsstellen vorgesehen werden, bei denen die Kopplung für Schwingungszahlen außerhalb des Siebbereiches gleich Null wird.

D. R. P. 361765. Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft in Berlin. Patentiert vom 13. 11. 21 ab, ausgegeben am 19. 10. 22. Tondrosselkette zur Beseitigung von Oberschwingungen. Das Wesen besteht darin, daß für den gesamten praktisch in Frage kommenden Frequenzbereich eine entsprechend bemessene Spule durch einmalige Unterteilung der Wicklungszahl sämtliche Obertöne jeder aus dem Bereiche gewählten Tonfrequenz abdrosselt. Die Ein- und Ausschaltung der gesamten Drossel oder ihrer Unterteilung geschieht durch eine Schaltvorrichtung, die zweckmäßigerweise in einer dritten Stellung die gesamte Drosselkette aus dem Stromkreis ausschaltet.

3

5

7

4

6

18

19

20

21

22

23

32

33

34

35

36

37

Eberhard Mauz.

Verlag von M. Krayn, Berlin W 10.

Zeit ⟶

9

10

11

12

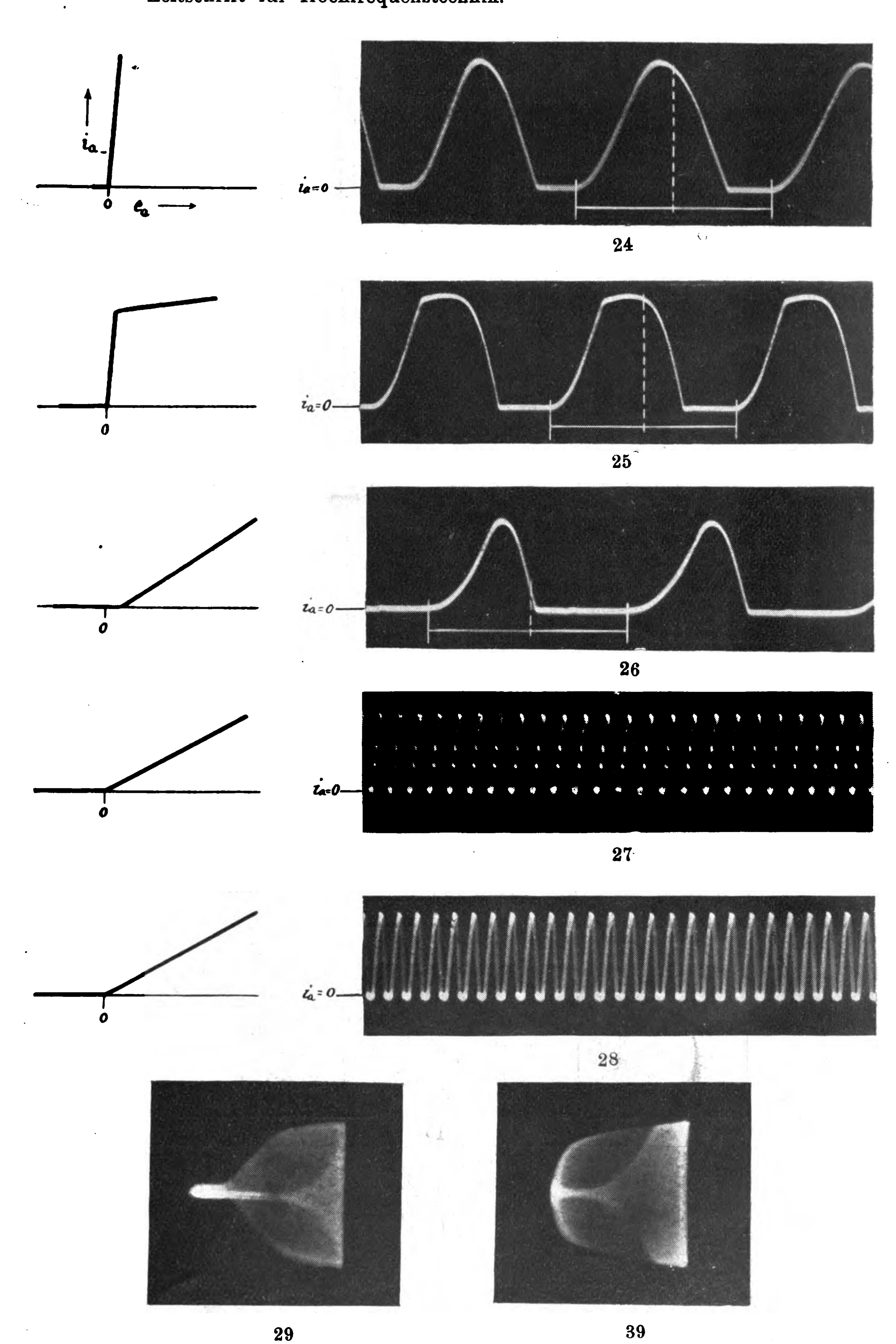
13

+30 +120 +200
+20
+10
0
-10
-15
i_a
e_a

16

Eberhard Mauz.

Verlag von M. Krayn, Berlin W 10.



24

25

26

27

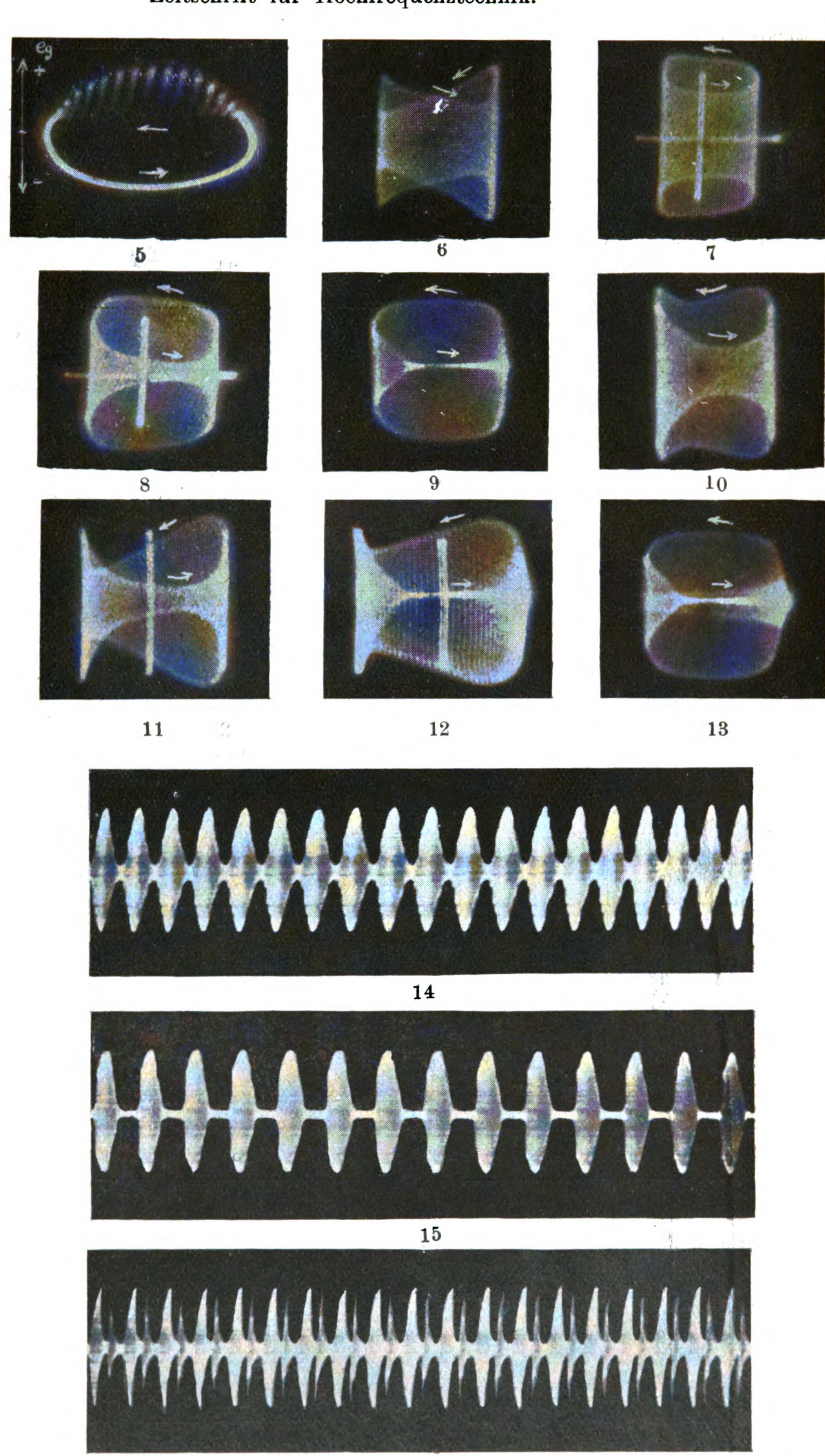
28

29

39

Eberhard Mauz.

Verlag von M. Krayn, Berlin W 10.



5 6 7

8 9 10

11 12 13

14

15

16

E. Mauz und J. Zenneck.

Verlag von M. Krayn, Berlin W 10.

// Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Band 21. Februar 1923. Heft 2.

Inhalt.

	Seite
G. Marconi, Drahtlose Telegraphie. (Mit 12 Figuren im Text)	58
Th. Heiligtag, Über die Gründe der Mißweisungen beim Richtungsempfang. (Mit 9 Figuren im Text)	77
F. Aigner, Ein neues Hochfrequenzlichtrelais zur photographischen Aufzeichnung der Akustik bei Sprechfilmen	101
E. Geissler, Quantitative Messung der Beeinflussung von Telephonie-Sendern. (Mit 6 Figuren im Text)	120
J. Baratz, Zur Entkoppelung zweier elektrischer Systeme. (Mit 1 Figur im Text)	129
Referate:	
A. Bailey (E. Lübcke), A study of the effect of adsorbed gas high-frequency resistance of copper wire. (Mit 2 Figuren im Text)	133
R. Hirsch (J. Pusch), Die Konstruktion von Großstations-Antennen. (Mit 1 Figur im Text)	134
Patentschau: H. Eales: Empfangsanordnungen; Drahtlose Ortsbestimmung; Peilgerät; Richtungsvermittlung; Wellenmesser; Antennen; Erdungen; Gegengewichte; Verschiedenes. (Mit 3 Figuren im Text)	137

Manuskripte für das *Jahrbuch*, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an *Dr. E. Nesper*, *Berlin-Friedenau*, *Trägerstr. 2I*, zu senden.

Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen.

Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn Berlin W. 10*, *Genthinerstraße 39*, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Drahtlose Telegraphie.

Von **Guglielmo Marconi.**

Autorisierte Übersetzung von M. Kagelmann.

Übersicht: In einem Vortrage, den Marconi im American Institute of Electrical Engineers gehalten hat und der im Journal of the American Institute of Electrical Engineers 1922 Seite 561 abgedruckt ist, berichtet Marconi über die neueren Fortschritte in der Radio Telegraphie und Telephonie. Wenngleieh auch manches durch andere Berichte schon bekannt ist, bietet der Vortrag sehr viel Interessantes.

Es wird über die Verbesserung der Röhrensender, besonders in bezug auf Leistung, und über Verbesserungen an den Empfängern, besonders für die drahtlose Schnelltelegraphie, berichtet.

Ebenso werden Ergebnisse mitgeteilt, die von Expeditionen bei Beobachtung des Empfanges an verschiedenen Punkten der Erde erreicht worden sind.

Ferner wird über Versuche mit kurzen Wellen von 1—20 m Länge und ihrer Anwendung für gerichtetes Senden berichtet. Die Versuchsanordnung hierfür wird beschrieben und ihre Verwendung als Richtfinder und Verhüter von Zusammenstößen dargelegt.

Nachdem Marconi kurz die Entwicklung der Radiotelegraphie gestreift hat und im besonderen auf die großen Erfolge hinweist, die durch die Entdeckung der Elektronenröhren erreicht worden sind, berichtet er über einige Fortschritte, die bei der Marconi-Gesellschaft in England durch Anwendung der Röhre erzielt worden sind. Er sagt unter anderem:

„Auf unseren Großstationen verwenden wir eine größere Anzahl von Senderöhren in Parallelschaltung, mit denen bis zu 100 kW Antennenleistung erreicht worden sind, und gegenwärtig schaffen wir eine Einheitstype, welche 4 kW in die Antenne geben kann, und die für fast alle Zwecke ausreicht (Fig. 1).

Einige Schwierigkeiten entstanden anfangs in der Parallelschaltung größerer Röhren in beträchtlicher Anzahl, aber jetzt treten bis zu Gruppen von 60 Röhren, die mit einer Anodenspannung von 12000 Volt arbeiten, keine Schwierigkeiten mehr auf.

Mir ist gesagt worden, daß es keine besonderen Schwierigkeiten macht, mit einer Anzahl dieser Röhren eine Antennenleistung von 500 kW zu erzielen. Die Lebensdauer der Röhren ist beträchtlich gestiegen und die 4 kW Einheitsröhre soll, auf Grund vieler Versuche sowohl im Laboratorium als auf der Station Clifden, weit über 5000 Stunden Lebensdauer haben.

Die Entwicklung von Einheitstypen beträchtlicher Energie ist im

Gange. Wir haben kürzlich mit der Herstellung von Röhren für größere Energie begonnen, die aus Quarz hergestellt sind. Es sind von jeder Größe zwei Röhren hergestellt, die eine für 25 kW und die andere für 75 kW Antennenleistung, aber es wird nicht erwartet, daß die Leistungsfähigkeit der Senderöhren für große Energie so gut sein

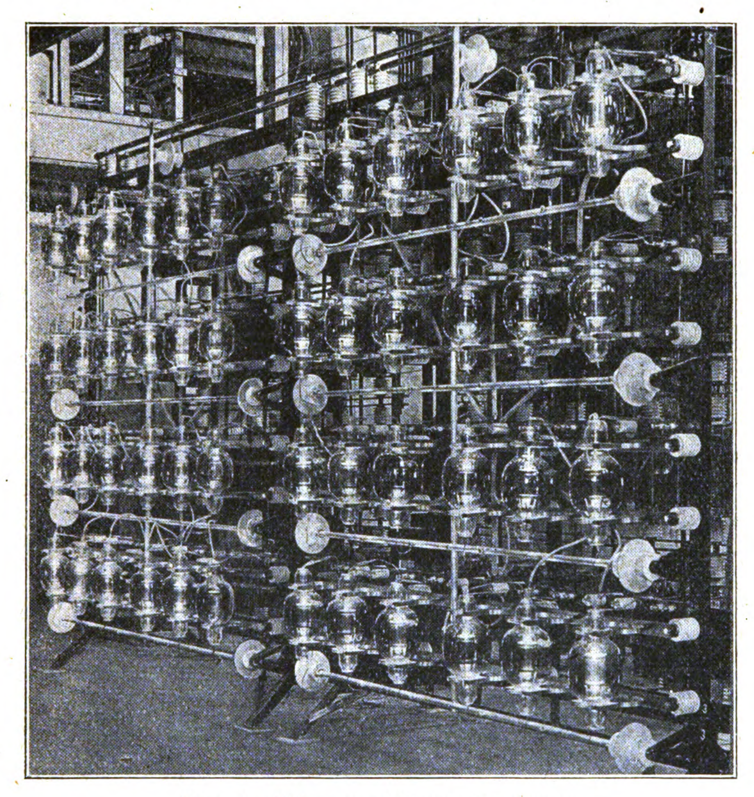


Fig. 1. Röhrengestell von Carnarvon.

wird, wie die der Normaltype; die Arbeit mit großen Röhren ist nur vom experimentellen Standpunkt zu betrachten. (Anmerkung des Übersetzers: Inzwischen sind schon Berichte über 100 und 1000 kW-Röhren veröffentlicht worden.)

Am Sender sind in den letzten zwei Jahren sehr viele Versuche ausgeführt worden, um die Leistungsfähigkeit der Schwingungskreise, im Hinblick auf die beste Ausnutzung der vorhandenen Energie, zu untersuchen. Beträchtliche Energiezunahmen sind im Antennenkreise

sowie durch Herabminderung der Verluste in den Spulen erzielt worden, und die letzten Ergebnisse zeigen, daß Ausstrahlungen von 50 % bei einer Wellenlänge von 20 000 m und Türmen von 250 m Höhe erhalten werden können.

Sehr sorgfältige Untersuchungen von Mr. H. W. Round haben gezeigt, daß bei vollständiger Vermeidung von Oberwellen ein Gesamtwirkungsgrad (Einführungsenergie an den Röhren bis zur Antenne) von 70 % möglich ist, und daß von der den Röhren zugeführten Energie 35 % ausgestrahlt werden. Bei Stationen mit kleineren Wellenlängen kann diese Energie praktisch noch vergrößert werden, obgleich es vielleicht wegen der besonderen Kosten ungünstig ist. Gegenwärtig haben wir in England eine Station, die mit einer Wellenlänge von 3000 m an hundert Meter hohen Masten arbeitet, und die einen Wirkungsgrad von der Anode bis zur Ausstrahlung von 40 % hat. Die Konstanz der Wellenlänge ist jetzt eine außerordentlich gute.

Mit Schnelltastung können wir jetzt bei kürzeren Wellen bis zu 200 Wörtern in der Minute arbeiten; bei längeren Wellen bis zu jeder Geschwindigkeit, die die Antennenkonstanz erlaubt. Mit Schnellverkehr wird jetzt mit Paris und Bern gearbeitet. Die Geschwindigkeit beträgt 100 Wörter in der Minute. Es wird ein gewöhnlicher Sender benutzt, der mit 2 Wellenlängen auf derselben Antenne arbeitet, und, obgleich für größere Energien das Arbeiten mit zwei Wellen auf einer Antenne nicht ratsam ist, hat es für das Arbeiten mit mittleren Energien etwas für sich, da die auftretenden Energieverluste leicht durch geringe Krafterhöhung ausgeglichen werden können. Die beiden Wellen arbeiten duplex sowohl mit Paris als auch mit Bern. Der Verkehr wird mit Drucktelegraphen betrieben. Empfangen wird bei diesen Stationen für kürzere Entfernung mit einer Hintereinanderschaltung von abgestimmten Hoch- und Niederfrequenzverstärkern, die an eine Richtempfangsantenne nach Bellini geschaltet sind. Die Kreise sind so bemessen, daß sie Siebkreise darstellen, die den notwendigen Arbeitsgeschwindigkeiten angepaßt sind, und daß ihre Einstellung leicht von dem Bedienungspersonal ausgeführt werden kann. Abgesehen von dem Schutz durch den gerichteten Empfang, von einem Siebkreise und einem Sättigungselement sind keine besonderen Methoden oder Ideen praktisch zum Schutz gegen Störungen angewendet worden.

Es würde von großem Interesse sein zu wissen, wieweit die Fortschritte der letzten Jahre, das Aufblühen des ungedämpften Senders, die Fortschritte im gerichteten Empfang und die Entwicklung in der Abstimmung, dazu beigetragen haben die Lesbarkeit und Zuverlässig-

keit über gegebene Entfernungen zu vergrößern. Da die Entwicklung allmählich erfolgte, ist man zu Pessimismus geneigt, aber ich denke, daß wir jetzt imstande sind, mit demselben Aufwand 8 bis 10 mal schneller zu arbeiten, als wir es 1912 unter denselben atmosphärischen Bedingungen tun konnten.

Die Beeinflussung durch andere Stationen hat natürlich bedeutend zugenommen, und dies hat vielleicht die Geschwindigkeitszunahme etwas behindert, aber das Freiwerden von der Beeinflussung durch andere Stationen ist leichter als das Freikommen von Störungen, die durch natürliche elektrische Wellen oder statische Ladungen verursacht werden.

Unter den verschiedenen Typen von Röhrenverstärkern, die in einer modernen Empfangsstation verwendet werden, haben der abgestimmte Hochfrequenzverstärker und der Audionfrequenzverstärker das größte technische Interesse.

Die Hauptschwierigkeiten bestehen bei den Verstärkern darin, beträchtliche Verstärkungen mit Stabilität zu kombinieren. Als Stabilität verstehe ich in diesem Falle das Freisein des Verstärkers von einem Selbstschwingen der Kreise.

1920 gab Mr. G. Mathieu eine neue Type eines eisenfreien abgestimmten Zwischentransformators an, der so angeordnet ist, daß er nur eine außerordentlich kleine Kapazität zwischen den Windungen besitzt und sein resultierender primärer Widerstand ungefähr gleich ist dem inneren Widerstand der Röhren, wenn der Sekundärkreis in Resonanz mit der Schwingungsfrequenz gebracht wird, die verstärkt werden soll. Die Erfolge waren ganz verblüffend; der Verstärkungsfaktor einer besonderen Versuchsröhre stieg plötzlich von 5 auf 15, während die Stabilität unvergleichlich besser war als vorher, selbst wenn am Gitter eine negative Vorspannung lag. Dasselbe Prinzip hat sich für Eisenkernniederfrequenztransformatoren als erfolgreich erwiesen. In diesem Falle mußte jedoch ein eisenmagnetischer Nebenschluß zwischen den Windungen angeordnet werden, um eine genügend lose Kopplung zwischen dem Primär- und Sekundärkreis des Transformators zu erzielen.

Die Verbesserung des Verkehrs über große Entfernungen setzt eine sehr genaue Kenntnis folgender Punkte voraus:

1. Die Zeichenstärke, die über diese Entfernung mit den vorhandenen Anordnungen errechnet werden kann, und

2. die wichtige Frage des Verhältnisses der Zeichenlautstärke zur natürlichen Störung und Beeinflussung, die auf den verschiedenen Teilen der Welt bei den Empfangsstationen hervorgerufen werden.

An erster Stelle ist eine passende und zuverlässige Apparatur zu entwickeln, um an beiden Punkten genaue Angaben zu ermitteln. Diese Apparaturen sind systematisch täglich mit entfernten Plätzen zu prüfen, um Erfahrungen zu sammeln, an deren Hand weiter gearbeitet werden kann. Bei diesen Beobachtungen werden die Zeichen entfernter Stationen zu jeder Zeit des Tages und der Nacht gemessen; zugleich wird die Störungsstärke, deren Richtung und die Beziehung, in der diese Störungen erscheinen, festgestellt. Die Methode besteht darin, daß der Antenne ungedämpfte Zeichen von einer Meßapparatur zugeführt werden, deren Zeichen denen gleich gemacht werden, die von der fremden Sendestation empfangen wurden. Die der Antenne zugeführte Spannung kann direkt abgelesen werden, da für diesen Zweck eine Antenne von einer Normalabmessung verwendet wird, von der die Zeichenlautstärke in Mikrovolt pro Meter ausgerechnet werden kann. Wenn die Zeichen dann während der atmosphärischen Störungen unleserlich sind, sendet die Meßapparatur z. B. 20 Wörter zu je 5 Buchstaben pro Minute. Nun wird die Spannung, die der Antenne von dem Lokalsender zugeführt wird, soweit vergrößert, bis die Zeichen vollkommen lesbar sind. Das Verhältnis der der Antenne neu zugeführten Spannung zur alten (gleich der empfangenen Lautstärke) gibt sofort eine sehr genaue Schätzung, inwieweit die Sendeenergie der Sendestation erhöht werden muß, um immer guten Empfang zu erzielen.

Die Frage, ob es möglich ist oder nicht, drahtlose Zeichen rund um die Welt bis zu den Antipoden zu senden, hat mich immer interessiert. Als ich vor 16 Jahren vor dem königlichen Institut in London einen Vortrag hielt, meinte ich, daß sich bei den Antipoden vielleicht alle Wellen konvergieren und konzentrieren müßten. Auf diesem Wege würde es möglich sein, Nachrichten nach solch einem entfernten Platz unter Benutzung geringer elektrischer Energien zu senden. Kürzlich erhaltene Ergebnisse, welche die Leichtigkeit zeigen, mit der von England nach Australien gesandt werden kann, scheinen zu bestätigen, daß diese Idee, die Wanderung der elektrischen Wellen in verschiedenen Richtungen um die Erde und ihre Vereinigung nahe den Antipoden, richtig ist. Noch interessantere und genauere Daten sind während späterer Versuche erhalten worden.

Zwei Expeditionen, die eine nach Brasilien, die andere nach Neu-

Seeland, haben sehr viele interessante und instruktive Beobachtungen ausgeführt, von deren Ergebnissen ich Ihnen einige mitteilen möchte.

Die Expedition nach Brasilien (an der u. a. Dr. Esau von Telefunken teilnahm) hat eine Reihe von Beobachtungen an verschiedenen Punkten der atlantischen Küste Süd-Amerikas ausgeführt. Es wurden hierbei die Lautstärken von europäischen und anderen Stationen zu jeder Tages- und Nachtzeit beobachtet und gemessen; ebenso wurden Richtung und Stärke der atmosphärischen Störungen oder Ladungen für beträchtliche Zeiten beobachtet und aufgezeichnet. Eine andere Expedition hat die Zeichen aller europäischen und amerikanischen Großstationen an einem Tage zwischen England und Neu Seeland, über den Panamakanal, gemessen. Nach den Erfahrungen, die man bei Aufnahme der Zeichen bei Tag und Nacht gesammelt hat, wird es u. a. möglich sein, die Lautstärkeabnahmeformel zu berichtigen. Die Zeichenlautstärke war bedeutend größer als man es nach der Austin-Cohen-Formel erwarten konnte.

Vollständige Messungen von England zu den Antipoden sind an den Zeichen von Carnarvon, Nauen, Bordeaux, Hannover (Eilvese) ausgeführt worden; ebenso wurden in Brasilien die Zeichen der amerikanischen Großstationen, der amerikanischen Marinestation und Cavite (Philippinen) gemessen. Diese beiden Expeditionen haben bestimmt und unabhängig voneinander festgestellt, daß Zeichen von Stationen in sehr großen Entfernungen nicht immer ihre Richtung auf dem kürzesten Kreise einhalten, sondern den Empfänger auf einem oder verschiedenen Wegen rund um die Erde erreichen.

Diese wichtigen Beobachtungen wurden mittels eines Rahmenrichtempfängers gemacht, der so angeordnet war, daß er das bekannte herzförmige Diagramm gab. Es wurde festgestellt, daß gelegentlich einer Übergangsperiode, in welcher die Wellen von dem einen auf den anderen Weg wechselten, auf einer einfachen Vertikalantenne später anschlagende gleiche Zeichen hervorgerufen wurden, die sich aus der gegenseitigen Interferenz oder Addition der beiden Wellenwege ergaben. Bei der Richtungsempfangsanordnung mit dem herzförmigen Diagramm waren dagegen die Zeichen ganz normal und sicher, wenn sie eingestellt wurde, um auf dem einen oder auf dem anderen Wege zu empfangen.

Selbstredend muß gesagt werden, daß, wenn man nahe den Antipoden ist, die Differenz zwischen den großen Kreisen, die von der Sendestation ausgehen, sehr klein ist, und daß die Richtung nicht immer beibehalten wird, aber die Richtung scheint bei einer Entfer-

nung von mehr als 2000 Meilen (3218 km) von den Antipoden endgültig festzustehen.

Die Beobachter bemerkten amerikanische Zeichen von der Radiozentrale und von Tuckerton, welche aus einer Richtung kamen, die zeigte, daß die Wellen es vorzogen dreiviertel des Weges rund um die Erde zu durchlaufen, statt auf dem kürzesten Wege zu kommen. Ebenso zeigte es sich bei anderen Gelegenheiten, daß bei oder nahe den Antipoden der englischen und deutschen Stationen die Zeichen aus einer Richtung kamen, die über die Antipoden ging.

Ein anderes interessantes und außergewöhnliches Ergebnis wurde bei mehreren anderen Gelegenheiten verzeichnet. Nach einem Bericht von Mr. Tremellen aus Rocky Point schienen während des letzten März die Zeichen aus Nauen mit ihm über den Südpol zu arbeiten, während die von Hannover (Eilvese) es vorzuziehen schienen, über den Nordpol zu kommen. Eine viel vollständigere und erschöpfendere Reihe von Beobachtungen ist an bestimmten Stationen in Australien gemacht worden, um, wenn möglich, alle Veränderungen von einer Periode des Jahres zur anderen zu erhalten. Es scheint auf allgemeinem Wege endgültig festgestellt zu sein, daß die Quellen der atmosphärischen Störungen oder Ladungen hauptsächlich über Land liegen, aber in Brasilien gemachte Beobachtungen zeigen, daß eine Art von Ladungen, bekannt als „Knirscher“ (Grinder), aus weiter Ferne und aus der Richtung der afrikanischen Küste kommt. Sie tritt zu einer Zeit des Tages auf, wenn die atmosphärischen Störungen dort ihr Maximum erreichen, wogegen eine sehr heftige „Tick“-Art aus einer Richtung kommt, deren Ursprung nahe bei Süd-Amerika liegen muß.

Während meiner Reise durch den Atlantik bemerkten wir, daß Störungen bis zu ungefähr halbem Wege (abgesehen von den Wirkungen lokaler Stürme) hauptsächlich von den europäischen und afrikanischen Kontinenten herzukommen schienen. Auf mehr als halbem Wege kamen sie von westlicher Richtung, d. h. von den amerikanischen Kontinenten. Der Richtungswechsel des Ursprungs dieser Störungen ist unter den gleichen Umständen von Mr. Tremellen festgestellt worden, als er den Stillen Ozean durchfuhr.

Es ist für den nordtransatlantischen Radiodienst sehr vorteilhaft, daß diese scharfen nahebeiliegenden Ladungen aus einer Richtung kommen, die sehr von der Empfangsrichtung abweicht, und daß die Kontinente, welche in der Richtung der Sendestation liegen, so weit entfernt und genügend gemäßigt sind, daß sie nicht störende Ladungen

bei den Empfangsstationen auf der anderen Seite des Ozeans hervorrufen.

Eine andere Tatsache, die von diesen Versuchen über große Entfernungen ganz gut abgeleitet werden kann, ist die, daß das Senden von West nach Ost leichter erscheint als von Ost nach West. Es zeigt sich daher die Notwendigkeit, die Sendeformel über große Entfernungen abzuändern.

Ich will mich nun mit einem anderen, sehr wichtigen Zweige der drahtlosen Telegraphie beschäftigen, einem Zweige, welcher für lange Zeit arg vernachlässigt worden ist. Er betrifft den Gebrauch, der von sehr kurzen Wellen gemacht werden kann, besonders im Hinblick auf ihre Anwendung für die Radiotelegraphie und Telephonie.

Das Studium der sehr kurzen Wellen datiert aus der Zeit der Entdeckung der elektrischen Wellen selbst, d. h. aus der Zeit der klassischen Versuche von Hertz und seinen Zeitgenossen, denn Hertz benutzte kurze Wellen in allen seinen Versuchen. Ebenso gebrauchte er Reflektoren, um ihre Eigenschaften zu prüfen und neben vielen anderen Dingen zu zeigen, daß die Wellen, die er entdeckt hatte, den gewöhnlichen optischen Gesetzen der Reflektion gehorchten. Auch ich habe früher mit kurzen Wellen experimentiert, und als ich vor 26 Jahren zum ersten Male nach England ging, konnte ich Mr. William Preece, später Chefingenieur der britischen Post, Senden und

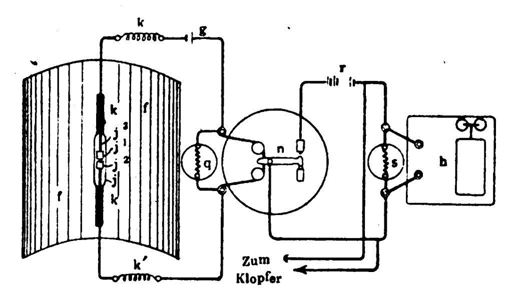


Fig 2. Frühere Richtempfangsanordnung für kurze Wellen.

Empfang von verständlichen Zeichen über eine Entfernung von $1^3/_4$ Meilen (2,8 km) mittels kurzer Wellen und Reflektoren vorführen (Fig. 2 und 3). Merkwürdigerweise konnte ich mittels Antenne zu dieser Zeit Zeichen nur über eine Entfernung von $^1/_2$ Meile (0,8 km) erhalten. Die Fortschritte, die mit den langen Wellen oder dem Antennensystem gemacht wurden, waren so groß und so aufsehenerregend,

daß sie die Aufmerksamkeit von den kurzen Wellen ablenkten. Dies ist bedauerlich, da durch die Benutzung des kurzen Wellensystems sehr brauchbare Ergebnisse zu erzielen sind.

Bei einem Vortrag, den ich am 3. März 1899 im Institut der Elektroingenieure in London hielt, zeigte ich, wie es möglich war, mittels kurzer Wellen und Reflektoren die Strahlen nur nach einer Richtung zu werfen, so daß sie nicht auf einen Empfänger, der außerhalb des Ausbreitungswinkels dieses Strahles lag, wirkten. Ich be-

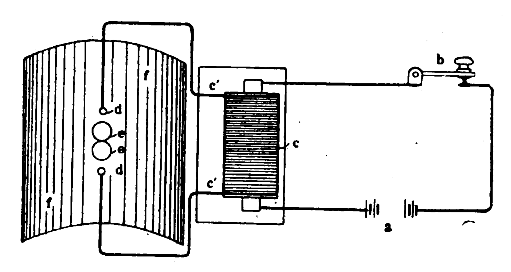


Fig. 3. Frühere Richtsendeanordnung für kurze Wellen.

schrieb ebenso Versuche, bei denen ein Strahl von reflektierten Wellen über die Ebene von Salisbury (England) gesandt wurde und erwähnte die Nutzbarmachung eines solchen Systems für Leuchttürme und Leuchtschiffe, um den Schiffen bei Nebel gefährliche Punkte der Küste anzuzeigen. Nach diesen vor 20 Jahren ausgeführten Versuchen, sind, so weit mir bekannt ist, lange Zeit keine praktischen Versuche ausgeführt und veröffentlicht worden. Versuche in dieser Richtung schienen nicht leicht und vielversprechend, da der Gebrauch von Reflektoren in mäßigen Abmessungen die Benutzung von sehr kleinen Wellen bedingte, die schwierig herzustellen waren. Ferner war die Energie, die verwendet werden konnte, verhältnismäßig klein.

Die Erforschung dieses Gebietes wurde wiederum Anfang 1916 in Italien von mir aufgenommen, um die kurzen Wellen mit Reflektoren für gewisse Kriegszwecke zu benutzen. Ich wurde bei diesen Versuchen von Mr. C. J. Franklin von der britischen Marconigesellschaft erfolgreich unterstützt. Mr. Franklin hat seither die Idee mit großer Gründlichkeit verfolgt und die Ergebnisse, die er erhalten hat, in einem Vortrag im Institut der Elektroingenieure in London (3. April 1922) niedergelegt, dem die meisten von mir mitgeteilten Angaben entnommen sind.

Die Versuche, die 1916 mit diesen kurzen Wellen ausgeführt

wurden, waren sehr interessant. Die verwendeten Wellen hatten Längen von 2—3 m. Es kann gesagt werden, daß bei diesen Wellen Störungen, verursacht durch statische Elektrizität fast gar nicht bestehen; die einzige hervorgerufene Beeinflussung rührte von den Zündapparaten der Automobile und Motorboote her. Diese Maschinen strahlen augenscheinlich Wellen von 0—40 m Länge aus. Nebenbei denke ich daran, daß eine Anordnung für den Empfang kleiner Wellen eine ausgezeichnete Prüfanordnung sein könnte, um festzustellen, ob der Zündmagnet einwandfrei arbeitet. Die Motorfahrer würden einen Schreck bekommen, wenn sie sich vergegenwärtigen würden, wie oft

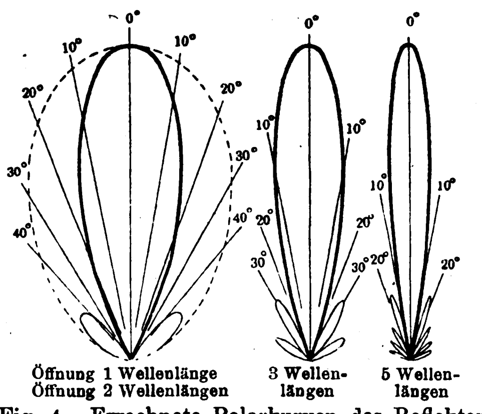


Fig. 4. Errechnete Polarkurven des Reflektors.

ihre Magnete und Zündkerzen in einer kläglich unregelmäßigen Weise arbeiten. Während meiner Versuche 1916 benutzte ich einen gekoppelten Funkensender, in dessen Primärkreis sich ein Luftkondensator befand und dessen Funken in komprimierter Luft arbeiteten. Durch diese Mittel wurde die Energie vergrößert, und die kleine Funkenstrecke in komprimierter Luft schien einen sehr geringen Widerstand zu haben. Zuerst wurde ein Kristallempfänger benutzt, während die gebrauchten Reflektoren aus einer Anzahl Streifen oder Drähten hergestellt waren, die auf die gebrauchte Welle abgestimmt wurden, und die in zylinderisch-parabolischer Kurve mit der Antenne in der Brennlinie angeordnet waren.

Der Sendereflektor war drehbar angeordnet, und die Wirkungen konnten in einiger Entfernung vom Empfänger beobachtet werden. Mr. Franklin hat die Polarkurve der Ausstrahlung (Fig. 4) in horizontaler Ebene berechnet, die er durch Reflektoren verschiedener

Öffnungsweite erhalten müßte, wenn er annahm, daß die Wellen den Reflektor als ebene Wellen von gleichförmiger Intensität verlassen und eine Breite haben, die gleich ist der Öffnung des Reflektors. Die errechneten Kurven stimmen sehr gut mit den beobachteten Ergebnissen überein. In Fig. 4 sind die errechneten Kurven für Reflektoren mit Öffnungen von 1, 2, 3 und 5 Wellenlängen gezeigt.

Reflektoren mit Öffnungen bis zu $3^1/_2$ Wellenlängen wurden ausgeprüft und die Übereinstimmung der gemessenen und berechneten Polarkurven festgestellt. Die italienischen Versuche zeigten, daß gute Richtwirkung immer erhalten werden konnte, wenn Reflektoren verwendet wurden, die in Bezug auf die verwendete Wellenlänge richtig bemessen waren. Die erzielte Reichweite betrug 6 Meilen.

Während des Jahres 1917 wurden die Versuche in Carnarvon fortgesetzt. Mit einem verbesserten Sender mit Kompression der Funkenstrecke wurde bei einer Welle von 3 m und einem Reflektor mit der Öffnung von 2 Wellenlängen und einer Höhe von 1,5 Wellenlängen eine Reichweite von über 20 Meilen (32 km) leicht erreicht, wenn ein Empfänger ohne Reflektor gebraucht wurde.

1919 begann Mr. Franklin bei Carnarvon Versuche, bei denen Röhren zur Erzeugung sehr kleiner Wellen verwendet wurden; es sollte hieraus ein System für gerichtete Telephonie entwickelt werden. Es wurde eine 15 m Welle gewählt, die sehr leicht erzeugt werden konnte. Nach Überwindung einiger praktischer Schwierigkeiten wurde 20 Meilen (32 km) entfernt, bei Holyhead sehr gute und klare Sprache empfangen. Dann wurden Versuche über größere Entfernungen unternommen und eine Empfangsstation auf einem der Paketboote errichtet, die zwischen England und Irland verkehren. Während dieser Versuche wurde auf dem ganzen Wege zur irischen Küste und im Hafen von Kingstown über eine Entfernung von 80 Meilen (129 km) von Carnarvon klare Sprache empfangen. Es wurde also die wichtige Tatsache festgestellt, daß keine schnelle Abnahme der Zeichenlautstärke eintrat, wenn das Schiff die Gesichtskreislinie von Carnarvon verlassen hatte. Auf Grund dieser erfolgreichen Versuche wurde angeordnet, weitere Versuche zwischen Hendon (London) und Birmingham (97 Meilen, 156 km) auszuführen. Es wurde nochmals bewiesen, daß mit Reflektoren an beiden Enden gute und klare Sprache zu allen Zeiten zwischen diesen beiden Orten gewechselt werden konnte.

Im folgenden sind einige Einzelheiten der bei Hendon und Birmingham verwendeten Einrichtungen wiedergegeben (Fig. 5 und 6). Die den Röhren zugeführte Energie beträgt 700 Watt. Die Antenne

ist etwas länger als eine halbe Welle und hat einen außerordentlich hohen Strahlungswiderstand. Da 50—60 % der den Röhren zuge-

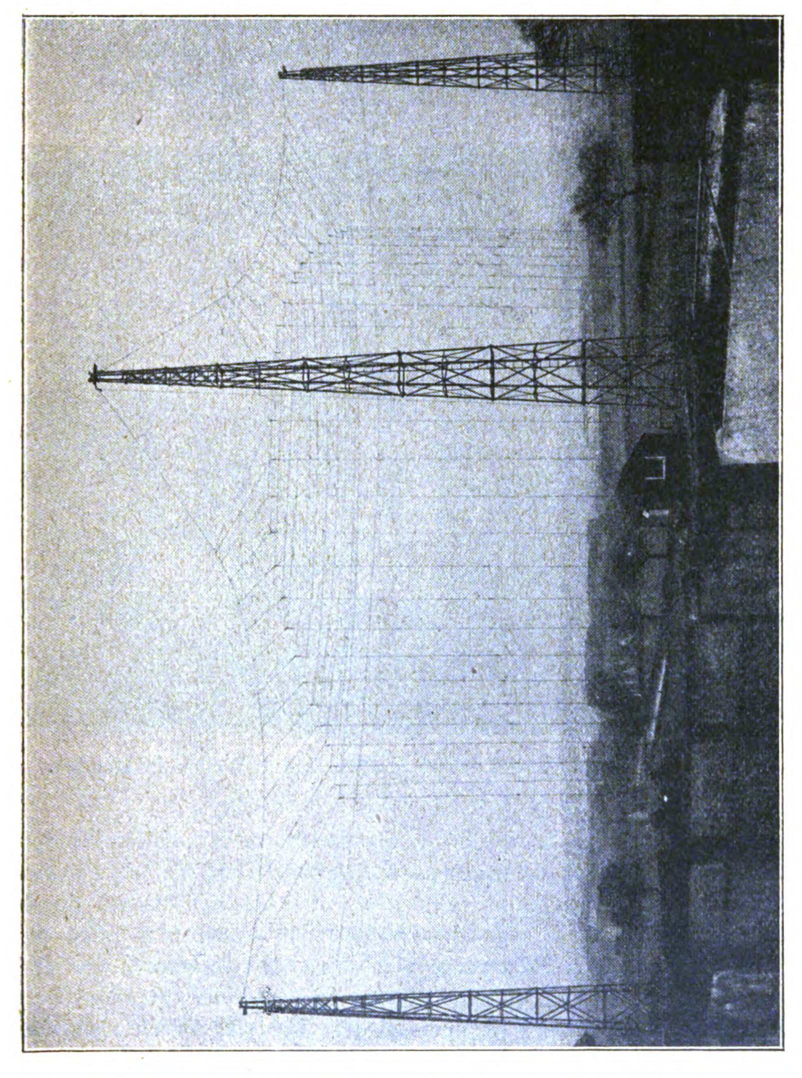


Fig. 5. Richtsender in Hendon.

führten Energie in die Antenne gelangen, werden 300 Watt ausgestrahlt. Mit Reflektoren an beiden Enden ist die Sprache laut und von sehr guter Qualität; sie ist gewöhnlich laut genug, um mit einem

$^1/_4$ bis $^1/_2$ Ohm Nebenschlußwiderstand zu einem 60ohmigen Telephon hörbar zu sein.

Ohne beide Reflektoren ist die Sprache gerade noch ohne Nebenschluß hörbar. Von Mr. Franklin ausgeführte Messungen zeigen, daß die Lautstärke bei Verwendung von Reflektoren an beiden Enden ungefähr 200 mal größer ist als die Lautstärke ohne Reflektor.

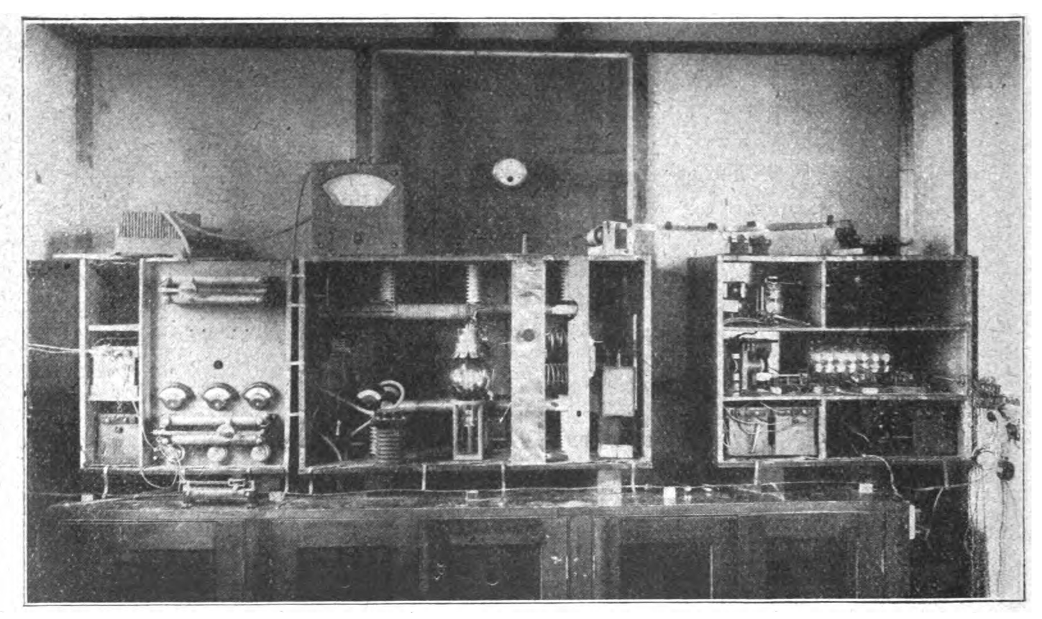


Fig. 6. Versuchssender und Empfänger für kurze Wellen in Hendon.

Fig. 7 zeigt eine in der Nähe des Reflektors der Station Hendon gemessene Polarkurve. Sie ist ziemlich unsymmetrisch, vielleicht wegen des Bodens (ein Abhang), und wegen der örtlichen Reflektionen durch Bäume und Drähte. Es wurde behauptet, daß eine in der Nähe der Station aufgenommene Polarkurve nicht dieselbe sein würde, wie eine in größerer Entfernung aufgenommene, und daß bei größerer Entfernung die Richtwirkung verloren ginge. Dies ist jedoch nicht der Fall. Versuche, die mit drehenden Reflektoren ausgeführt wurden, bewiesen, daß das Polardiagramm bei einem gegebenen Reflektor und einer gegebenen Wellenlänge praktisch über alle Entfernungen konstant ist.

Mittels passender Röhren ist es leicht, Wellen von ungefähr 12 m herzustellen und eine Energie von mehreren Kilowatt zu erzeugen.

Während der Versuche mit ungedämpften Wellen in Carnarvon wurde festgestellt, daß an der Sendeantenne empfangen werden konnte, während der Sender arbeitete. Das System wurde erfolgreich für Duplexverkehr für Hendon und Birmingham verwendet, da es jede Umschaltung unnötig machte.

Reflektoren zeigten, abgesehen von der Richtwirkung und Kraftersparnis, noch einen anderen unerwarteten Vorteil, den wahrscheinlich

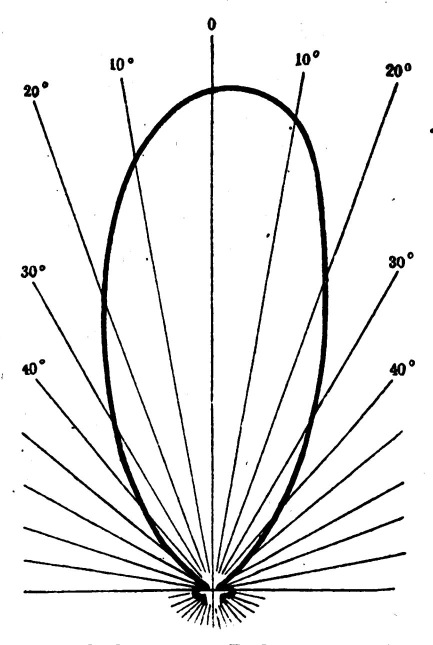


Fig. 7. Polarkurve des Reflektors in Hendon.

alle scharf gerichteten Systeme haben. Es ist festgestellt worden, daß praktisch keine Verzerrung der Sprache stattfindet, wie es bei nicht gerichteten Sendern und Empfängern bemerkt wurde, wenn kurze Wellen verwendet wurden.

Die Ergebnisse zwischen Hendon und Birmingham stellen einen Rekord für Radiotelephonie in bezug auf die Entfernung der Wellenlänge dar, da Birmingham 10'400 Wellenlängen von Hendon entfernt ist.

In der Zeit des Rundsendens (Broadcasting) ist es sicher nützlich, ein System zu haben, welches, verglichen mit der jetzigen Radiotelegraphie und Telephonie, in sehr großem Maße geheim ist.

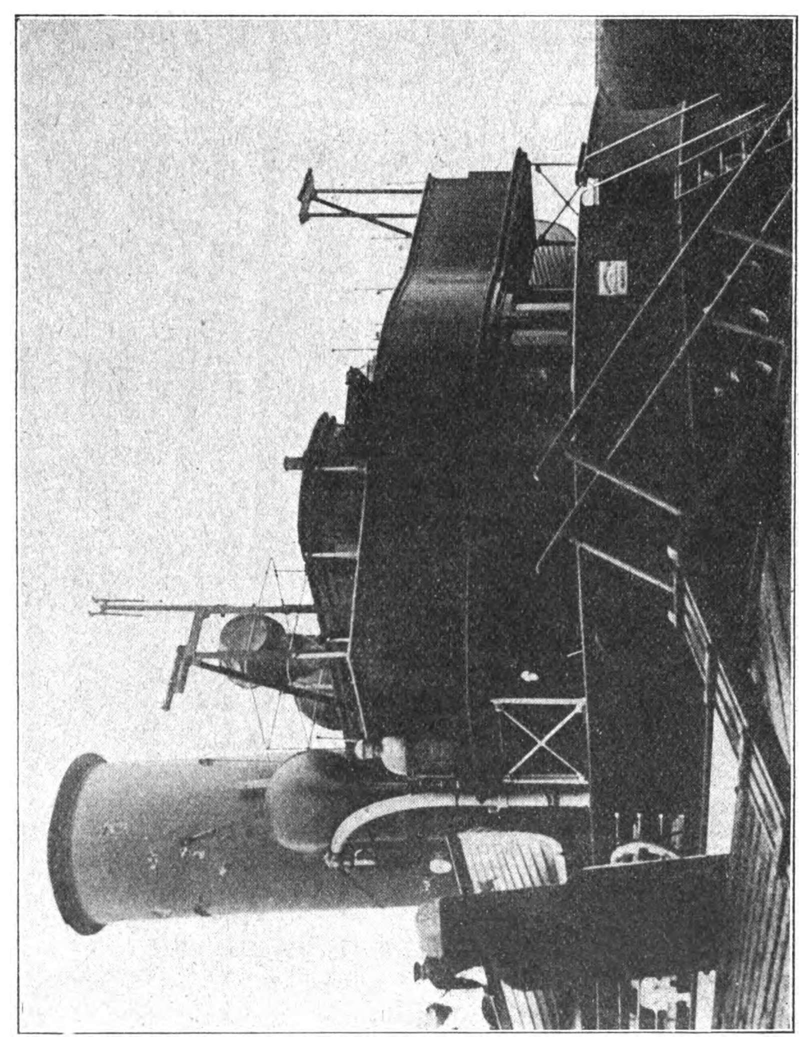


Fig. 8. Empfänger für kurze Wellen auf dem Dampfer „Pharos".

Die mit Reflektoren erhaltenen Ergebnisse erschienen mir so gut, daß ich beschloß, meine alte Idee auszuprobieren und das System als Stellungsfinder für Schiffe in der Nähe von gefährlichen Punkten zu

benutzen. Dies ist nun in Schottland geschehen, wo die Versuche unter der Leitung von Mr. Franklin mit einem auf Inchkeith Island in dem Firth of Forth nahe Edinburg ausgeführt worden sind. Sender

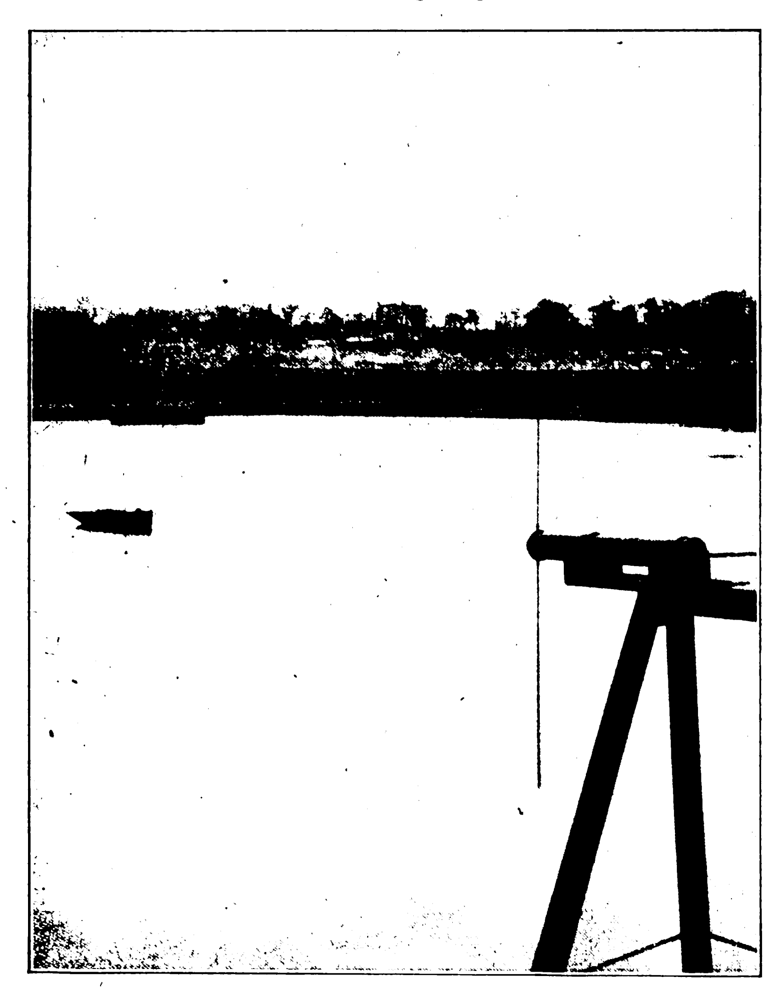


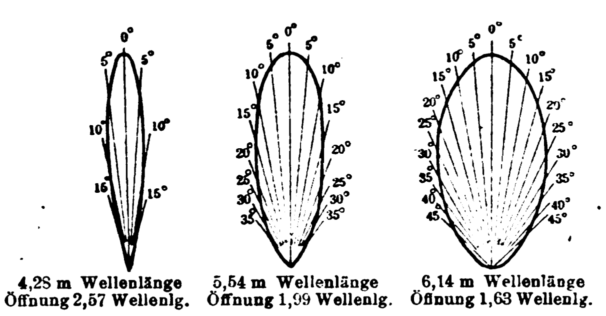
Fig. 9. Empfänger für kurze Wellen.

und Reflektor wurden drehbar als eine Art drahtloser Leuchtturm angewendet, und mittels eines drehenden Strahls von elektrischen Wellen ist es den Schiffen bei Nebel möglich, den Standort und die Stellung des Leuchtturms festzustellen. Der drehbare Versuchsreflek-

tor wurde im Herbst 1920 errichtet und die ersten Versuche mit Dampfer „Pharos“ ausgeführt (Fig. 8 u. 9). Mit einem Funksender von 4 m Wellenlänge, einem Reflektor und einem abgestimmten Einröhrenverstärker auf dem Schiff wurde eine Reichweite von 7 Meilen erreicht.

Der Reflektor war so angeordnet, daß er alle 2 Minuten eine vollständige Umdrehung machte und bei jedem halben Teilstrich des Kompasses ein bestimmtes Zeichen aussendete. Es wurde auf dem Dampfer festgestellt, daß eine Peilung innerhalb eines viertel Teilstriches, d. s. 2,8^{0}, genau möglich war. Später wurde ein neuer Reflektor konstruiert und errichtet, der jetzt ausgeprüft wird (Fig. 11).

Fig. 10 zeigt Polarkurven, die kürzlich mit dem neuen Reflektor gemessen wurden. Die Kurven wurden in einer Entfernung von 4 Meilen aufgenommen.



4,28 m Wellenlänge Öffnung 2,57 Wellenlg. — 5,54 m Wellenlänge Öffnung 1,99 Wellenlg. — 6,14 m Wellenlänge Öffnung 1,63 Wellenlg.

Fig. 10. Polarkurven des Reflektors auf der Insel Inchkeith.

Mit dem drehenden Strahl sind bei Hörempfang die Zeiten des Maximums schwer zu beurteilen, dagegen ist die Zeit des Ansteigens und Verschwindens leicht zu unterscheiden, da das Steigen und Fallen der Zeichen außerordentlich schnell erfolgt. Die Zeit des halben Weges zwischen diesen beiden Zeiten gibt mit großer Genauigkeit den Augenblick an, in dem der Strahl dem Schiffe zugekehrt ist (Fig. 12).

Mittels eines Uhrwerkes wird an jedem zweiten Teilstrich ein bestimmter Buchstabe ausgesendet; kurze Zeichen bezeichnen die dazwischen liegenden ganzen und halben Teilstriche. Dies wird praktisch durch Kontaktsegmente ausgeführt, die am Fuße des drehenden Reflektors angebracht sind, so daß ein deutliches und bestimmtes Zeichen bei jedem halben oder viertel Teilstrich des Kompasses ausgesendet wird.

Die Abnahme der kurzen Wellen über See ist so überraschend

regelmäßig, daß es eine geringe Erfahrung ermöglicht, die Entfernung nach der Lautstärke des Zeichens zu beurteilen; sie kann mittels eines Potentiometers gemessen werden.

Zum Schluß möchte ich noch auf eine andere Anwendungsmöglichkeit für kurze Wellen hinweisen, die, wenn erfolgreich, für die Seefahrer von großem Wert sein kann.

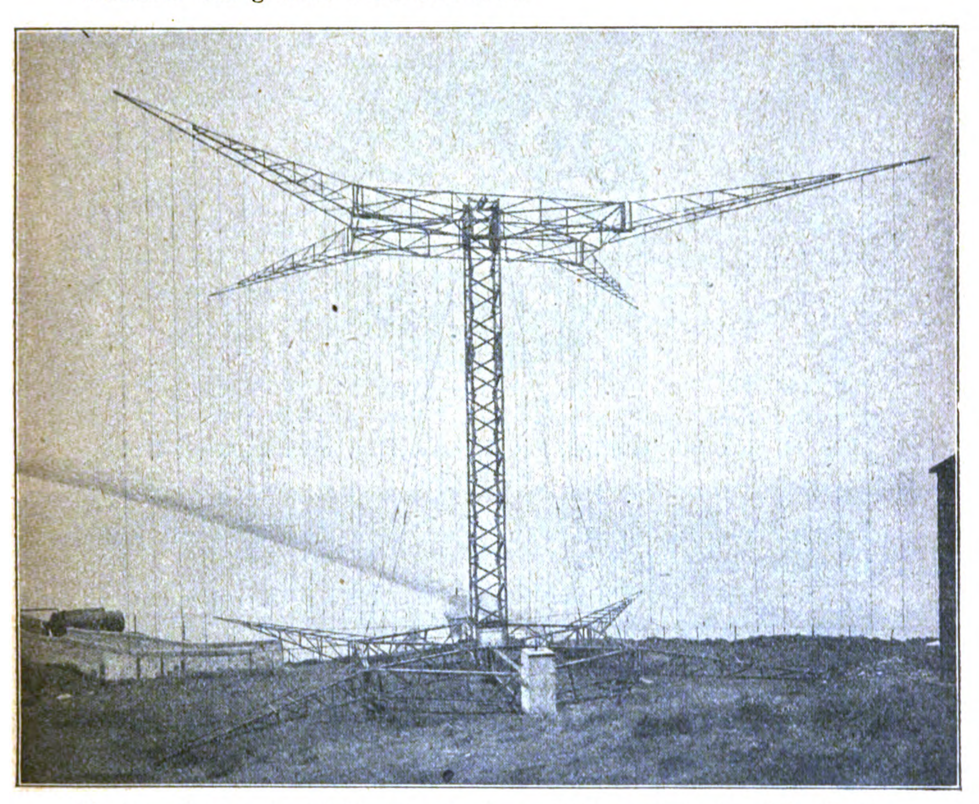


Fig. 11. Rotierender Richtsender für kurze Wellen auf der Insel Inchkeith.

Es wurde zuerst durch Hertz gezeigt, daß elektrische Wellen durch leitende Körper vollkommen reflektiert werden können. Bei einigen meiner Versuche habe ich die Reflektion und Deflektion der Wellen durch metallische Gegenstände, die meilenweit entfernt waren, festgestellt. Meiner Meinung nach ist es möglich, Apparate zu entwickeln, durch die ein Schiff Strahlen in jeder beliebigen Richtung aussendet. Treffen diese Strahlen einen metallischen Gegenstand, z. B.

ein Schiff, werden sie von diesem reflektiert und auf einem vom Sender des sendenden Schiffes abgeschirmten Empfänger empfangen, so wird dadurch sofort, bei Nebel oder trübem Wetter, die Gegenwart und Richtung des anderen Schiffes entdeckt. Es ist ein großer Vorteil solcher Anordnung, daß es möglich ist, Bescheid über Gegenwart und

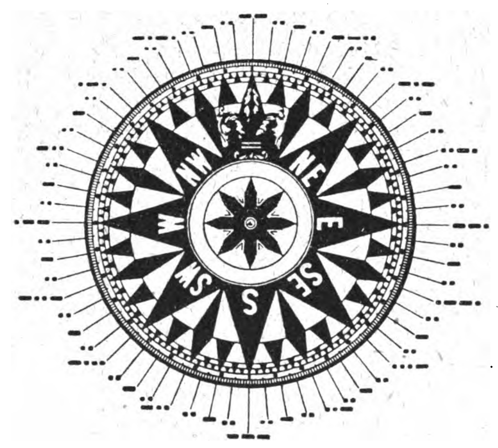


Fig. 12. Kompaßeinstellung mit Buchstabenbezeichnung für die Radiorichtfinder.

Richtung von Schiffen zu geben, selbst wenn diese nicht mit Radiotelegraphie ausgerüstet sind.

Ich habe diese Ergebnisse und Gedanken zu Ihrer Kenntnis gebracht, weil ich denke, daß das Studium der kurzen elektrischen Wellen, das in der Geschichte der drahtlosen Telegraphie leider vernachlässigt worden ist, sich nun wahrscheinlich nach mancher unerwarteten Richtung hin entwickeln und ein neues Gebiet für lohnende Versuche erschließen wird."

Über die Gründe der Mißweisungen beim Richtungsempfang.[1])

Von **Th. Heiligtag.†**

Aus dem bisher vorliegenden Beobachtungsmaterial über Mißweisungen lassen sich folgende auffällige Erscheinungen als mehrfach übereinstimmend beobachtet hervorheben:

1. Mißweisungen können wohl bei Tage vorkommen, treten aber am häufigsten und auffälligsten zur Nacht oder in den Dämmerungszeiten auf.

2. Die Mißweisungen können Werte von 0° bis zu 90° annehmen.[2])

3. Die für eine bestimmte Sendestation auftretende Mißweisung ändert sich und zwar zeitweilig, besonders bei Sonnenauf- oder -untergang, merkbar schnell.[2])

4. Die Mißweisung ist abhängig von der Wellenlänge.[3])

5. Die Güte des Minimums ist veränderlich.[3])

6. Mißweisungen treten häufig mit verwaschenen Minimum auf, jedoch können auch bei scharf ausgeprägtem Minimum große Mißweisungen vorkommen.[4])

Wenn wir von solchen Mißweisungen absehen, die ihre Erklärung in den fehlerhaften Konstruktionen des Empfängers finden, so müssen wir die Ursachen der beschriebenen Erscheinungen in der Art der Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen suchen.

Eine Mißweisung kann durch Einflüsse des Zwischengeländes oder der Atmosphäre in der Weise entstehen, daß der Wellenstrahl von seinem ursprünglichem Wege abgelenkt wird und er so mit veränderter Richtung am Empfänger eintrifft.[5]) Mißweisung und schlechtes Minimum können aber auch dadurch erklärt werden, daß nicht ein, sondern zwei oder mehrere Wellenstrahlen auf verschiedenen Wegen z. B. durch Reflexion in der Atmosphäre, vom Sender zum Empfänger gelangen

---

1) Auszug aus einer Jenaer Doktordissertation.

2) Z. B. K. Stoye, „Der Einfluß von atmosphärischen Vorgängen auf elektrische Wellen", Jahrb. **19**, S. 58 ff.

3) Z. B. F. Kiebitz, „Versuche über gerichtete drahtlose Telegraphie", Jahrb. **6**, S. 7.

4) Z. B. Captain H. I. Round, „Direction and position finding", Engineering, Jan. 23, 1920, S. 108

5) T. L. Eckersly, „Refraction of Electric waves", Rad. Rev. I, S. 421, 1920. Jahrb. 18, S. 375, 1921.

und diese einzelnen Wellen, deren Stärke, Richtung und Phase verschieden ist, im Empfangsapparat vereinigt werden.

Ein Teil der Mißweisungen ließe sich freilich, wenn auch nicht immer ungezwungen, auf die erste Art erklären, jedoch läßt sich aus dem vorliegenden Beobachtungsmaterial erkennen, daß gerade die auffälligsten Erscheinungen an Mißweisungen dann auftreten, wenn die gleichzeitige Einwirkung mindestens zweier Strahlen klar erkennbar[1]) oder wenigstens wahrscheinlich[2]) ist.

Um feststellen zu können, inwieweit sich die beobachteten Mißweisungserscheinungen aus einer mehrfachen Bestrahlung der Richtempfangsanlage erklären lassen, sei zunächst untersucht, wie sich die Richtwirkung einer Rahmenantenne gestaltet, wenn 2 Strahlen gleicher Frequenz gleichzeitig auf sie einwirken, und wie die erzeugten Mißweisungen von dem Richtungsunterschied der beiden Strahlen, ihrem Stärkeverhältnis und der zwischen ihnen auftretenden Phasendifferenz abhängen.

Dabei sei der für die Praxis wichtige Fall angenommen, daß der Wellenstrahl, der die Haupteinwirkung hervorruft in der Vertikalebene Sender—Empfänger verläuft, er sei als „direkter" bezeichnet. Der auf Umwegen vom Sender zum Empfänger gelangende Strahl sei als „indirekter" bezeichnet.

A. Mathematische Behandlung der Einwirkung zweier Wellenstrahlen gleicher Frequenz mit verschiedener Richtung, Stärke und Phase auf die Rahmenantenne.

Bezeichnungen:

Im folgenden sei:

β der Winkel, um den die Vertikalebene des einfallenden indirekten Strahls von der Vertikalebene des direkten Strahls abweicht,

α der Winkel, den die Rahmenebene mit der Vertikalebene Sender—Empfänger bildet,

a die Amplitude der durch den direkten Strahl allein bewirkten Empfangsstromstärke, wenn seine Richtung in die Rahmenebene fällt,

$\xi_1 a$ die Amplitude der durch den indirekten Strahl allein erzeugten Empfangsstromstärke, wenn seine Einfallsrichtung in die Rahmenebene fällt,

1) Eckersly a. a. O.

2) K. Stoye a a. O.

$\omega = 2\pi n$, worin n die Frequenz der Sendewelle bedeutet,
φ die Phasenverschiebung zwischen direkter und indirekter Welle,
J_e die periodisch schwankende resultierende Empfangsstromstärke,
J der Amplitudenwert von J_e,
μ der α-Wert, für den J ein Extremwert wird,
μ_1 der Mißweisungswinkel, also der α-Wert, für den der Extremwert Maximum ist,
μ_2 der α-Wert, für den der Extremwert Minimum ist,
w die Größe des Schwankungsbereichs der Mißweisungen für ein von 0^0 bis 360^0 veränderliches φ.

Festsetzungen.

1. Die Abweichung β bestimme den positiven Drehsinn des Rahmens.

2. Es sei durchgehend $\xi \leqq 1$, d. h. der indirekte Strahl in seiner Stärke höchstens gleich dem direkten.

3. Der direkte Strahl sei immer genau in der Vertikalebene Sender—Empfänger angenommen.

4. Es sei noch einmal besonders hervorgehoben, daß die Mißweisung (μ_1) hier durchweg bestimmt wird durch die Lage des Maximums der Lautstärke zur geographischen Senderichtung. Die für die Praxis wichtige Lage des Minimums zur Richtung der Sendestation ergibt sich dann als $\mu_2 = \mu_1 \pm 90^0$.

I. Die Gleichungen für den Amplitudenwert (J) der resultierenden Empfangsstromstärke und den Mißweisungswinkel (μ_1).

Wirken auf eine Rahmenantenne gleichzeitig der direkte und ein indirekter Strahl ein, so ergibt sich für die resultierende Empfangsstromstärke bei irgendeiner Rahmenstellung (α) der Wert

$$J_e = a \cdot \sin \omega t \cdot \cos \alpha + \xi \cdot a \cdot \sin (\omega t + \varphi) \cdot \cos (\beta - \alpha) \qquad (1)$$

und für den Amplitudenwert, der ja für die Empfangslautstärke, nach deren Maximum bzw. Minimum die Peilung vorgenommen wird, ausschlaggebend ist,

$$J = a \cdot \sqrt{\cos^2 \alpha + 2\xi \cdot \cos \alpha \cdot \cos (\beta - \alpha) \cdot \cos \varphi + \xi^2 \cdot \cos^2 (\beta - \alpha)} \quad (2)$$

Die Gleichungen zeigen die Eigenschaft des Rahmens, nur die Richtung und nicht den Richtungssinn zu weisen, denn die absoluten Werte von J_e und J lassen als Funktionen von α eine Periodizität von 180^0 erkennen, so daß für alle Betrachtungen über Empfangsstromstärken ein



Variabilitätsbereich für α von 180^0 genügt. Es sei hier das Intervall von -90^0 bis $+90^0$ ausgewählt.

Unter dem Mißweisungswinkel ist der Winkel zu verstehen, um den die beobachtete Richtung von der wahren Richtung der Sendestation abweicht oder nach den eingeführten Beziehungen der α-Wert, für den der Amplitudenwert J bei konstantem ξ, β und φ ein Maximum wird.

Die α-Werte μ, für die der Amplitudenwert ein Extremwert wird, werden geliefert durch die beiden Gleichungen

$$\frac{dJ}{d\alpha} = \infty \quad \text{und} \quad \frac{dJ}{d\alpha} = 0$$

Die Gleichung $\frac{dJ}{d\alpha} = \infty$ liefert μ-Werte, für die sich die Extremwerte von J geometrisch als Spitzenpunkte darstellen. Es gibt solche μ-Werte nur, wenn $\cos^2 \varphi = 1$, d. h. wenn $\varphi = 0^0$ oder $\varphi = 180^0$ ist. Und zwar ist für $\varphi = 0^0$

$$\operatorname{tg} \mu = \frac{-1 - \xi_1 \cos \beta}{\xi_1 \sin \beta} \tag{3}$$

für $\varphi = 180^0$

$$\operatorname{tg} \mu = \frac{1 - \xi_1 \cos \beta}{\xi_1 \sin \beta} \tag{4}$$

Diese beiden Gleichungen liefern aber gerade die α-Werte, für die $J = 0$ wird, sie kommen also für den Maximalwert von J und somit für die Bestimmung des oben definierten Mißweisungswinkels nicht in Frage.

Die Gleichung $\frac{dJ}{d\alpha} = 0$ ergibt

$$\operatorname{ctg} 2\mu = \operatorname{ctg} \beta + \frac{1 - \xi^2}{2\xi \cdot \sin \beta (\xi \cdot \cos \beta + \cos \varphi)} \tag{5}$$

Diese Gleichung liefert im Bereich von -90^0 bis $+90^0$ zwei μ-Werte, μ_1 und μ_2, die sich um 90^0 voneinander unterscheiden. Es läßt sich bei der Rahmenantenne vermuten, daß der eine von ihnen ein Maximum für J liefert.

Als Mißweisungswinkel μ_1 ist der Wert auszuwählen, für den der Extremwert von J ein Maximum wird.

Bezeichnet man die Empfangsstromstärke bei der Rahmenstellung $\alpha = \frac{\beta}{2}$ mit $\frac{J_\beta}{2}$ und setzt $\alpha = \frac{\beta}{2} + \psi \, (\psi \neq 0)$, so bringt die Entscheidung über das Maximum oder Minimum von J der Ausdruck

$$J^2 - \frac{J_\beta^2}{2} = \alpha^2 \left\{ 2(\xi^2 - 1) \cdot \cos\frac{\beta}{2} \cdot \sin\frac{\beta}{2} \cdot \operatorname{ctg}\psi \right.$$
$$- (\xi^2 + 2\xi \cdot \cos\varphi + 1) \cdot \cos^2\frac{\beta}{2}$$
$$\left. + (\xi^2 - 2\xi \cdot \cos\varphi + 1) \sin^2\frac{\beta}{2} \right\} \cdot \sin^2\psi \qquad (6)$$

Solange $\xi < 1$, überwiegt in der Klammer für hinreichend kleine Werte von ψ der erste Summand. Daher ergibt sich

$$\left.\begin{aligned} J^2 - J_{\frac{\beta}{2}}^2 &> 0 \text{ solange } \psi \text{ hinreichend klein und } < 0 \text{ ist} \\ J^2 - J_{\frac{\beta}{2}}^2 &< 0 \text{ solange } \psi \text{ hinreichend klein und } < 0 \text{ ist} \end{aligned}\right\} \qquad (7)$$

Dieses Ergebnis läßt folgende Deutung zu:

Dreht man den Rahmen von der Stellung $\alpha = \frac{\beta}{2}$ ausgehend im negativen Sinne (β gibt den positiven Drehsinn an), so vergrößert sich zunächst die Empfangslautstärke, d. h. man strebt einem Maximum zu. Dreht man den Rahmen von $\alpha = \frac{\beta}{2}$ ausgehend im positiven Sinne, so verringert sich zuerst die Empfangslautstärke, d. h. man strebt einem Minimum zu.

Die beiden μ-Werte der Gleichung (5) unterscheiden sich um 90^0, es muß daher einer von ihnen und kann aber auch nur einer von ihnen im Intervall $\frac{\beta}{2}$ bis $\frac{\beta}{2} - 90^0$ liegen. Dieser Wert liefert dann immer den Extremwert von J, der bei Drehung des Rahmens im negativen Sinne zuerst erreicht wird, also Maximum ist.

Daher ist dieser μ-Wert im Intervall $\frac{\beta}{2}$ bis $\frac{\beta}{2} - 90^0$ als Mißweisungswinkel μ_1 aufzufassen.

Im Falle $\xi = 1$ bestimmt diese Entscheidung den Mißweisungswinkel nicht, da für ihn der erste Klammersummand in Gleichung (6) verschwindet.

Daraus ergibt sich, daß der Wert $J^2 - J_{\frac{\beta}{2}}^2$ unabhängig ist vom Vorzeichen von ψ. Das kann aber nur eintreten, wenn entweder J konstant ist, also auch keinen Extremwert für irgendein α besitzt, oder wenn sich bei $\frac{\beta}{2}$ selbst ein Extremwert befindet.

Der erste Fall scheidet hier vorläufig aus, da für ihn der Mißweisungswinkel seinen Sinn verliert.

Im zweiten Falle, daß sich bei $\frac{\beta}{2}$ ein Extremwert von J einstellt [vgl. dazu Gleichung (5) für $\xi = 1$], müssen die beiden anderen Summanden von Gleichung (6) die Entscheidung bringen, und es ergibt sich

$$J^2 - J_{\frac{\beta}{2}}^2 = 4\,a^2 \cdot \sin^2\psi \left(\sin^2\frac{\varphi}{2} - \cos^2\frac{\beta}{2} \right) \tag{8}$$

woraus folgt

$$J_{\frac{\beta}{2}} \text{ ist} \begin{Bmatrix} \text{Maximum} \\ \text{kein Extremwert} \\ \text{Minimum} \end{Bmatrix} \text{ je nachdem } \left| \cos\frac{\beta}{2} \right| \gtreqless \left| \sin\frac{\varphi}{2} \right|$$

Es ergibt sich daher als Mißweisungswinkel $\mu_1 = \frac{\beta}{2}$, solange sich φ in den Intervallen

$$0 < \varphi < 180^0 - \beta$$

und

$$180^0 + \beta < \varphi < 360^0$$

hält.

Es ergibt sich als Mißweisungswinkel $\mu_1 = \frac{\beta}{2} - 90^0$ für den Bereich

$$180^0 - \beta < \varphi < 180^0 + \beta.$$

Ergebnis: Den Mißweisungswinkel μ_1 liefert die Gleichung (5)

$$\operatorname{ctg} 2\mu = \operatorname{ctg}\beta + \frac{1 - \xi^2}{2\xi \cdot \sin\beta(\xi \cdot \cos\beta + \cos\varphi)}$$

und zwar ist die Wurzel der Gleichung zu wählen, die sich im Bereich $\frac{\beta}{2}$ bis $\frac{\beta}{2} - 90^0$ befindet. Werden die Grenzen des Intervalles selbst angenommen, was nur bei $\xi = 1$ geschen kann, so ist $\frac{\beta}{2} - 90^0$ der konstante Mißweisungswinkel, wenn φ sich im Intervalle $180^0 - \beta$ bis $180^0 + \beta$ bewegt. Für alle anderen Werte von φ liefert $\frac{\ }{2}$ den Mißweisungswinkel.

Zusatz: Der Wert μ_2, der sich von μ_1 um 90^0 unterscheidet, liefert das Minimum der Empfangsstromstärke.

a) Die Abhängigkeit des Mißweisungswinkels (μ_1) von φ, ξ und β.

Allgemein läßt sich aus Gleichung (5) erkennen, daß die Mißweisung, wenn man eine Variation der Größen β, ξ und φ in den Bereichen $0^0 \leqq \beta \leqq 180^0$, $0 \leqq \xi \leqq 1$ und $0^0 \leqq \varphi \leqq 360^0$ zuläßt, theoretisch jeden beliebigen Wert im Intervalle -90^0 bis $+90^0$ annehmen kann.

Insbesondere läßt sich aus der Tatsache, daß der Mißweisung für irgendein β der Schwankungsbereich von $\frac{\beta}{2} - 90^0$ bis $\frac{\beta}{2}$ zugewiesen ist, folgern, daß die Mißweisung sowohl nach der Seite des indirekten Strahls als auch nach der entgegengesetzten Seite ausfallen kann. Die Entscheidung darüber, nach welcher Seite die Mißweisung ausfällt, liegt bei dem Ausdruck $\xi \cdot \cos\beta + \cos\varphi$.

Der größte positive Wert der Mißweisung liegt bei $\varphi = 0$, der größte negative bei $\varphi = 180^0$ [vgl. Gleichung (5)]. Die Differenz dieser beiden Werte, der Schwankungsbereich ω, ergibt sich aus der Gleichung (10):

$$\operatorname{cotg} 2\omega = \frac{1-\xi^2}{4\xi \sin\beta} \cdot \frac{\xi \sin\beta}{1-\xi^2} \tag{10}$$

die sich leicht aus Gleichung (5) ableiten läßt.

Wie die Mißweisung im einzelnen von den Veränderlichen φ, ξ und β abhängt, mag im folgenden durch Diskussion von Gleichung (5) untersucht und durch graphische Darstellungen veranschaulicht werden.

ξ und β konstant, φ variabel.

Um zunächst die Abhängigkeit von φ zu zeigen, seien ξ und β konstant vorausgesetzt, und zwar soll der Fall besprochen werden, daß eine schwache Reflexion ($\xi = 0{,}1$) vorhanden sei und der davon herrührende indirekte Strahl mit dem direkten Strahl nur einen kleinen Winkel ($\beta = 10^0$) macht, ein Fall, der in der Praxis sehr häufig ist.

Wie Tabelle 1 und zugehörige Kurve (Fig. 1) zeigen, hält sich die Mißweisung in diesem Falle in sehr engen Grenzen, kann aber sowohl nach der Seite des indirekten Strahles wie nach der entgegengesetzten Seite ausfallen.

Der größte positive Wert der Mißweisung liegt bei $\varphi = 0^0$. Solange $\xi \cdot \cos\beta + \cos\varphi > 0$ ist, fällt die Mißweisung nach der Seite des indirekten Strahles aus.

Tabelle 1. $\xi = 0{,}1$, $\beta = 10^0$.

φ	μ_1	φ
0^0	$0^0\ 55'$	360^0
15^0	$0^0\ 53'$	345^0
30^0	$0^0\ 49'$	330^0
45^0	$0^0\ 42'$	315^0
60^0	$0^0\ 32'$	300^0
75^0	$0^0\ 20'$	285^0
90^0	$0^0\ 6'$	270^0
$95^0\ 40'$	$0^0\ 0'\ 0''$	264^0
105^0	$-0^0\ 10'$	255^0
120^0	$-0^0\ 26'$	240^0
135^0	$-0^0\ 42'$	225^0
150^0	$-0^0\ 55'$	210^0
165^0	$-1^0\ 3'$	195^0
180^0	$-1^0\ 6'$	180^0

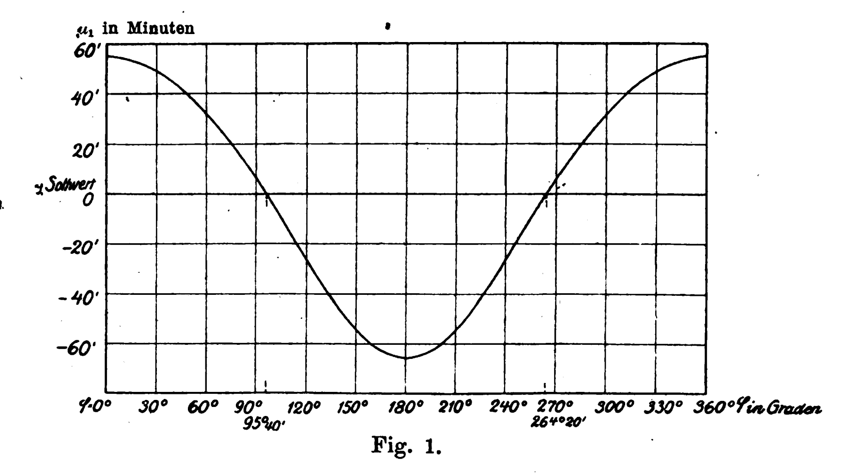


Fig. 1.

Es tritt keine Mißweisung auf, wenn φ der Bedingung

$$\xi \cdot \cos \beta + \cos \varphi = 0$$

genügt, und es gibt für jedes ξ und β einen solchen Wert φ.

Solange $\xi \cdot \cos \beta + \cos \varphi < 0$ ist, fällt die Mißweisung nach der dem indirekten Strahl entgegengesetzten Seite aus. Der größte negative Wert der Mißweisung liegt bei $\varphi + 180^0$.

Für je 2 Werte von φ, die sich um gleiche absolute Beträge von 180^0 unterscheiden, ergeben sich gleiche Mißweisungen.

β konstant, φ und ξ variabel.

Die soeben geschilderte Abhängigkeit von φ bleibt für andere ξ und β im wesentlichen erhalten, wie aus dem folgenden hervorgehen wird. Um zunächst die Abhängigkeit von ξ zu zeigen, ist die folgende Tabelle für den konstanten Wert $\beta = 10^0$ gerechnet und sind ξ nacheinander die Werte 0,1, 0,5, 0,9, 1,0 gegeben, so daß die reflektierte Welle allmählich immer stärker wird.

Tabelle 2.

φ	μ_1 für $\xi = 0{,}1$	$\xi = 0{,}5$	$\xi = 0{,}9$	$\xi = 1$	φ
0°	0° 55′	3° 20′	4° 44′	5°	360°
30°	0° 49′	3° 18′	4° 43′	5°	330°
60°	0° 32′	2° 51′	4° 39′	5°	300°
90°	0° 6′	1° 59′	4° 28′	5°	270°
120°	−0° 26′	−0° 3′	3° 56′	5°	240° $\beta = 10^0$
150°	−0° 55′	−4° 49′	0° 48′	5°	210°
170° − ε	—	—	—	5°	190° + ε[1]
170°	—	−8° 56′	−31° 41′	unbestimmt	190°
170° + ε	—	—	—	−85°	190° − ε
180°	−1° 6′	−9° 42′	−53° 58′	−85°	180°

In jeder einzelnen Kurve der Schar (Fig. 2) finden sich nochmals die im vorhergehenden hervorgehobenen Gesetzmäßigkeiten ausgedrückt.

Ein Vergleich der Kurven für die verschiedenen Werte von ξ unter gleichzeitigen Betrachtungen an Gleichung (5) und Gleichung (9) liefert folgende Ergebnisse:

Schwache indirekte Strahlung ruft nur geringe Mißweisungen hervor.

Je mehr der indirekte Strahl an Stärke zunimmt, um so größer kann (aber nicht „muß") die Mißweisung ausfallen.

Die größten Mißweisungswerte $\frac{\beta}{2}$ und $\frac{\beta}{2} - 90^0$ treten dann und nur dann auf, wenn direkter und indirekter Strahl gleiche Stärke haben ($\xi = 1$), und zwar $\frac{\beta}{2} - 90^0$ für Phasenverschiebungen im Intervalle $180^0 - \beta < \varphi < 180^0 + \beta$, $\frac{\beta}{2}$ für Phasenverschiebungen außerhalb dieses Intervalls.

1) ε soll eine sehr kleine Winkelgröße bedeuten.



An den Grenzen dieses Intervalls ist die Mißweisung für $\xi = 1$ unbestimmt.

Für ein und dieselbe Richtung der indirekten Strahlung rufen gleich große Veränderungen der Phasenverschiebung in der Umgebung

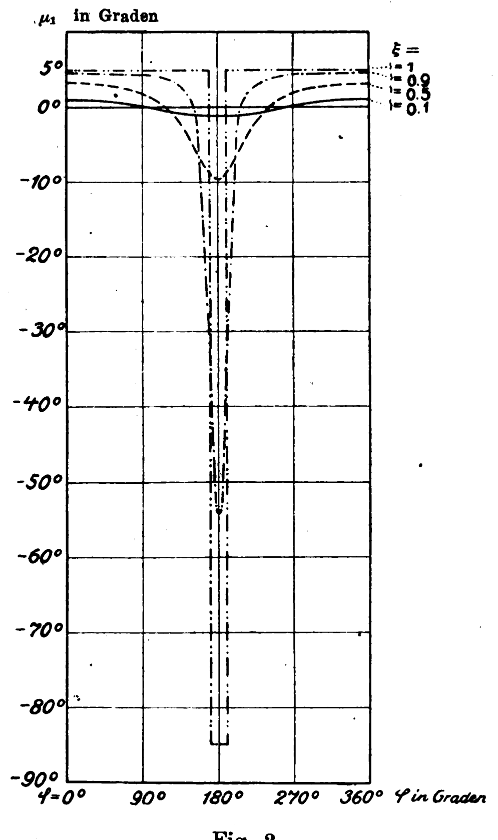


Fig. 2.

der Stelle φ, für die $\xi \cdot \cos \beta + \cos \varphi = 0$ ist, einen um so stärkeren Sturz der Mißweisung von der positiven zur negativen Seite (oder umgekehrt) hervor, je kräftiger die indirekte Strahlung ist. Bei gleichstarker direkter und indirekter Strahlung ziehen unendlich kleine Änderungen der Phasenverschiebung an den Stellen $\varphi = 180^0 \pm \beta$ einen Sprung der Mißweisung von $\frac{\beta}{2}$ auf $\frac{\beta}{2} - 90^0$, also um 90^0 nach sich.

ξ konstant, β und φ variabel.

Die Tabelle 3 soll die Veränderung der Funktion $\mu_1 = f(\varphi)$ mit β erläutern.

Es ist dabei ξ konstant $= 0{,}9$ gewählt und dem Winkel β sind nacheinander die Werte

$$\beta = 10^0; \quad \beta = 60^0; \quad \beta = 90^0; \quad \beta = 120^0; \quad \beta = 170^0$$

gegeben.

In der Fig. 3 ist der Verlauf von μ_1 nur für die Werte $\beta = 10^0$, 90^0 und 170^0 dargestellt, um die Figur nicht zu überladen.

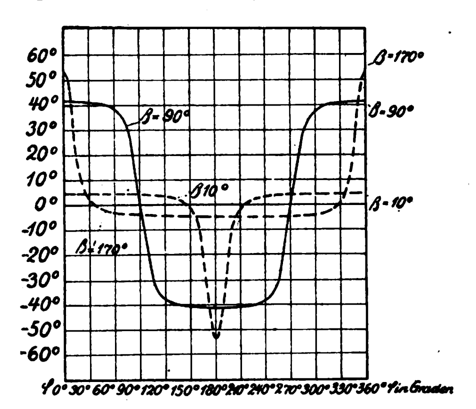


Fig. 3.

Tabelle 3.

φ	μ_1 für $\beta = 10^0$	$\beta = 60^0$	$\beta = 90^0$	$\beta = 120^0$	$\beta = 170^0$	φ	
0^0	$4^0\,44'$	$28^0\,13'$	$41^0\,59'$	$54^0\,50'$	$53^0\,58'$	360^0	
10^0	—	—	—	—	$31^0\,41'$	350^0	
30^0	$4^0\,43'$	$27^0\,57'$	$41^0\,32'$	$45^0\,26'$	$0^0\,48'$	330^0	
60^0	$4^0\,39'$	$27^0\,20'$	$39^0\,2'$	$14^0\,10'$	$-3^0\,56'$	300^0	
90^0	$4^0\,28'$	$24^0\,50'$	0^0	$-24^0\,50'$	$-4^0\,28'$	270^0	
120^0	$3^0\,56'$	$-14^0\,10'$	$-39^0\,2'$	$-27^0\,20'$	$-4^0\,39'$	240^0	$\xi = 0{,}9$
150^0	$0^0\,48'$	$-45^0\,26'$	$-41^0\,32'$	$-27^0\,57'$	$-4^0\,43'$	210^0	
170^0	$-31^0\,41'$	—	—	—	—	190^0	
180^0	$-53^0\,58'$	$-54^0\,50'$	$-41^0\,59'$	$-28^0\,13'$	$-4^0\,44'$	180^0	

Als Folge der Variation von β fallen drei verschiedene Veränderungen an den Kurven $\mu_1 = f(\varphi)$ besonders auf:

1. Die Veränderung der Größe ω des Schwankungsbereichs.
2. Die Verschiebung des Schwankungsbereichs.
3. Die Veränderung der Breite der „Senkung“ der Kurven.

Mit einem nach 0^0 oder 180^0 zustrebenden Winkel β strebt die Größe des Schwankungsbereichs der Mißweisungen und damit die Mißweisung selbst dem Werte 0 zu.

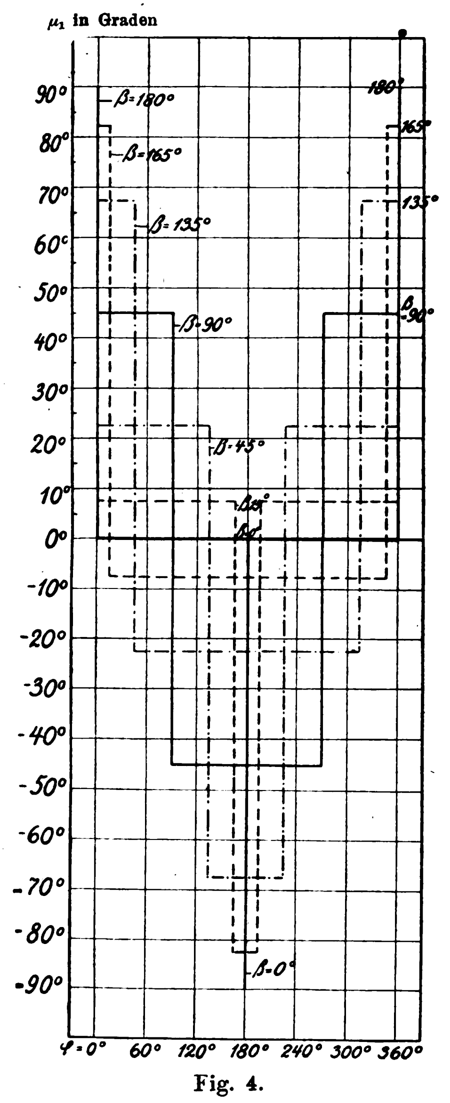


Fig. 4.

Immerhin können, wenn ξ hinreichend groß ist, bei recht kleinem β (vgl. in Fig. 3 die Kurve für $\beta = 10^0$) noch sehr erhebliche Mißweisungen auftreten.

Mit einem auf 90^0 zustrebenden Winkel β strebt der Mißweisungsbereich einem Maximum seiner Ausdehnung zu.

Für $\beta < 90^0$ liegt die größtmögliche Mißweisung immer auf der negativen Seite.

Für $\beta = 90^0$ ist, wie die stark ausgezogene Kurve zeigt, die größte Mißweisung auf der positiven Seite gleich der auf der negativen, im ungünstigsten Falle daher gleich 45^0.

Für $\beta > 90^0$ liegt die stärkste Mißweisung immer auf der positiven Seite.

Mit wachsendem β erweitert sich der Bereich von φ, für den die Kurve unterhalb der Nullinie verläuft. Die Wahrscheinlichkeit, daß Mißweisungen nach der Seite hin auftreten, wo sie die größten Werte annehmen können, ist immer kleiner als $50\,^0/_0$.

In der Fig. 4 ist die Veränderung der Funktion $\mu_1 = f(\varphi)$ mit β für den Fall $\xi = 1$ dargestellt. Es sind die Kurven gezeichnet für die Werte $\beta = 0^0$, 15^0, 45^0, 90^0, 135^0, 165^0 und 180^0. Fig. 4 zeigt sehr deutlich die Verschiebung des Schwankungsbereiches der Mißweisungen und die Veränderung der Breite der Senkung bei den einzelnen Kurven. Die Größe des Schwankungsbereiches ist in diesem Falle unabhängig von β, sie ist konstant gleich 90^0, so daß für Werte von β in der Nähe von 0^0 oder 180^0 Mißweisungen von nahezu $\pm 90^0$ auftreten können.

Aus den bisher gewonnenen Ergebnissen mögen nochmals herausgestellt sein

Die Bedingungen für das Auftreten sehr kleiner und sehr großer Mißweisungen.

Das Bestehen der Beziehung $\xi \cdot \cos \beta + \cos \varphi = 0$ ist eine hinreichende, aber nicht notwendige Bedingung für das Ausbleiben der Mißweisung.

Der Verlauf des indirekten Strahls in der Vertikalebene Sender-Empfänger ist eine hinreichende, aber nicht notwendige Bedingung für das Ausbleiben der Mißweisung.

Geringe Stärke der indirekten Strahlung ist eine hinreichende, aber nicht notwendige Bedingung für das Auftreten geringer Mißweisungen.

Kräftige indirekte Strahlung ist die notwendige, aber nicht hinreichende Bedingung für das Eintreten großer Mißweisungen. Bei gleichstarker direkter und indirekter Strahlung kann trotz geringer Winkelabweichung die Mißweisung nahezu 90^0 groß werden.

b) Die Abhängigkeit der Empfangslautstärken in der Maximum- und Minimumeinstellung des Rahmens von der jeweiligen Mißweisung nebst Untersuchungen über die Zuverlässigkeit der Peilungen.

Aus Gleichung (2) und (5) errechnet sich für den bereits oben für die Mißweisung diskutierten Fall $\beta = 10^0$, $\xi = \frac{1}{10}$ folgende Tabelle, in der a die normale Empfangsstromstärke, d. h. die Empfangsstromstärke angibt, die durch allein wirkenden, in der Rahmenebene verlaufenden direkten Strahl induziert wurde.

Tabelle 4.

φ	μ_1	J im Max.	J im Min.	φ	
0^0	$0^0\,55'$	$1{,}0986\,a$	0	360^0	
15^0	$0^0\,53'$	—	$0{,}4036 \cdot 10^{-2}a$	345^0	$\beta = 10^0$
30^0	$0^0\,49'$	$1{,}0864\,a$	$0{,}794 \cdot 10^{-2}a$	330^0	
60^0	$0^0\,32'$	$1{,}053\ a$	$1{,}427 \cdot 10^{-2}a$	300^0	
90^0	$0^0\,6'$	$1{,}005\ a$	$1{,}727 \cdot 10^{-2}a$	270^0	$\xi = \frac{1}{10}$
$95^0\,40'$	$0^0\,0'$	$0{,}9951\,a$	$1{,}736 \cdot 10^{-2}a$	$264^0\,20'$	
120^0	$-0^0\,26'$	$0{,}9546\,a$	$1{,}577 \cdot 10^{-2}a$	240^0	
150^0	$-0^0\,55'$	$0{,}9161\,a$	$0{,}948 \cdot 10^{-2}a$	210^0	
165^0	$-1^0\,3'$	—	$0{,}513 \cdot 10^{-2}a$	195^0	
180^0	$-1^0\,6'$	$0{,}9017\,a$	0	180^0	

Die Tabelle wird abgebildet in den Kurven der Fig. 5. Die mittlere Kurve ist die Kurve $\mu_1 = f(\varphi)$ für $\xi = \frac{1}{10}$, $\beta = 10^0$.

Die obere Kurve, $J_{\max} = F(\varphi)$, ordnet den μ_1-Werten bzw. φ-Werten der mittleren Kurve die jeweilige Empfangsstromstärke im Maximum, die untere Kurve $J_{\min} = G(\varphi)$ die jeweilige Empfangsstromstärke im Minimum zu.

1. Die Lautstärke im Maximum.

Es können bei Mißweisungen übernormale, normale und unternormale Lautstärken eintreten.

Die größte Mißweisung geht in diesem Falle $\left(\beta = 10^0,\ \xi = \frac{1}{10}\right)$ Hand in Hand mit der geringsten Lautstärke im Maximum. Doch darf das nicht zu falschen Verallgemeinerungen führen, denn z. B. die gestrichelte Kurve $J_{\max}$ der Fig. 5, die für $\beta = 60^0$, $\xi = 1$ berechnet ist, zeigt bei $\varphi = 180^0$, also bei der größten Mißweisung, einen Gipfelpunkt der Lautstärke mit dem Normalwert a.

Die Mißweisung von 0^{0} ist durchaus nicht mit größter Lautstärke verbunden.

Es mag an Hand der Gleichungen (2) und (5) noch die Empfangslautstärke im Maximum für die besonders interessierenden Fälle untersucht werden, bei denen keine Mißweisung oder eine sehr große Mißweisung auftritt.

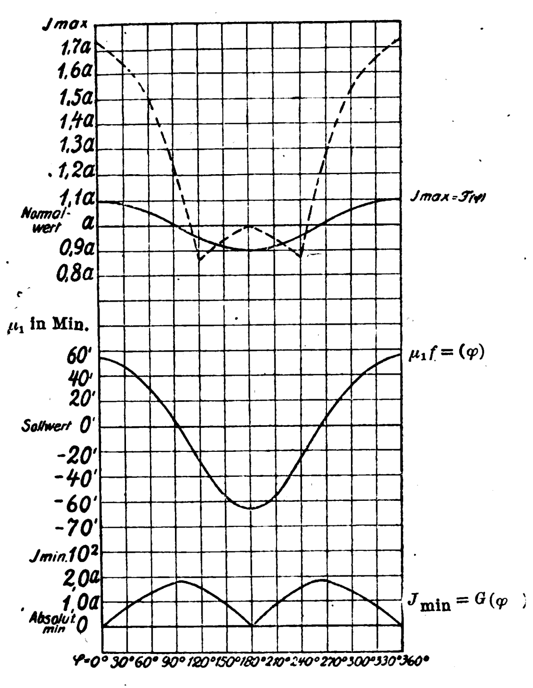


Fig. 5.

Für das Ausbleiben der Mißweisung gibt es nach Früherem die 3 Bedingungen.

1. $\xi = 0$ oder 2. $\beta = 0$ oder 3. $\xi \cdot \cos \beta + \cos \varphi = 0$

1. Daß bei $\xi = 0$, also fehlender indirekter Strahlung, normale Lautstärke auftritt, ist selbstverständlich.

2. Ist $\beta = 0$, so kann je nach der Phasenverschiebung φ die Lautstärke im Maximum normal, übernormal oder auch unternormal, sogar Null sein.

3. Für den Fall, daß $\xi \cdot \cos \beta + \cos \varphi = 0$ ist, ergibt sich aus Gleichung (2) für $J_{\max}$ der Wert

$$J_{\max} = a \cdot \sin \varphi$$

woraus zu entnehmen ist, daß in diesem Falle die Lautstärke im Maximum höchstens normal werden kann, im allgemeinen aber unternormal ist.

Die größten Mißweisungen treten auf für $\varphi = 0^0$ und $\varphi = 180^0$. Dann liefert Gleichung (2) für die Empfangsstromstärke im Maximum den Wert

$$J_{max} = a\left(\cos \mu_1 \pm \xi \cdot \cos(\beta - \mu_1)\right)$$

Es kann also im Falle der größten Mißweisungen die Lautstärke im Maximum übernormal, normal oder unternormal werden.

Nach Früherem kann die Mißweisung μ_1 dem Werte $\pm 90^0$ nur nahe kommen, wenn β dem Werte 0^0 oder 180^0 nahe kommt. Dann kommt aber nach obiger Gleichung J_{max} dem Werte Null nahe.

Ergebnis.

Falsche Richtungen können mit übernormaler, normaler und unternormaler Lautstärke im Maximum gewiesen werden.

In dem Falle, daß keine Mißweisung stattfindet, kann übernormale Lautstärke im Maximum nur dann auftreten, wenn direkter und indirekter Strahl in derselben Vertikalebene verlaufen. Bei seitlicher indirekter Strahlung tritt im allgemeinen unternormale Lautstärke im Maximum ein, wenn keine Mißweisung stattfindet.

Große Mißweisungen können mit übernormaler, normaler und unternormaler Lautstärke im Maximum auftreten, aber Mißweisungen von nahezu 90^0 sind immer verbunden mit geringer Lautstärke im Maximum.

Aus der Lautstärke im Maximum allein lassen sich also keine Schlüsse über die Größe der Mißweisung, also über die Zuverlässigkeit der Peilung ziehen.

2. Die Lautstärke im Minimum.

Die Kurve $J^{\bullet}_{min} = G(\varphi)$ (Fig. 5 untere Kurve) hält sich im allgemeinen über der Nullinie, so daß bei Einwirkung zweier Strahlen die Lautstärke im Minimum im allgemeinen nicht verschwindet. Sie erreicht die Nullinie nur bei $\varphi = 0^0$ und $\varphi = 180^0$, also gerade in den Fällen, wo die Mißweisung am stärksten nach der einen oder anderen Seite auslädt.

Es kann also sehr wohl bei großen Mißweisungen ein absolutes Minimum auftreten.

Die Gipfelpunkte der Kurve $J_{min} = g(\varphi)$ sind gerade den Miß-

weisungen Null zugeordnet, so daß die wahre Richtung sehr wohl mit schlechtem Minimum geliefert werden kann.

Mit Hilfe der Gleichung (2) soll auch die Empfangslautstärke im Minimum für die wichtigen Fälle untersucht werden, bei denen keine Mißweisung oder eine sehr große Mißweisung auftritt.

Für das Ausbleiben der Mißweisung, also $\mu_1 = 0^0$, $\mu_2 = 90^0$ liefert Gleichung (2) für die Empfangsstromstärke im Minimum den Wert

$$J_{\min} = \xi \cdot a \cdot \sin \beta \tag{11}$$

Berücksichtigt man, daß die Mißweisung ausbleibt, wenn $\xi = 0$ oder $\beta = 0$ oder $\xi \cdot \cos \beta + \cos \varphi = 0$ ist, so folgt aus Gleichung (11):

Bei $\xi = 0$, also fehlender indirekter Strahlung, wird mit absolutem Minimum richtig gepeilt.

Ist $\beta = 0$, so wird mit absolutem Minimum richtig gepeilt.

Für den Fall, daß $\xi \cdot \cos \beta + \cos \varphi = 0$, ist im allgemeinen kein absolutes Minimum vorhanden, die Lautstärke im Minimum ist abhängig von ξ und β.

Nun liefert Gleichung (2) für jeden Wert von φ bei der Rahmenstellung $\alpha = 90^0$, auch wenn $\mu_1 \pm 0$ ist, für die Empfangsstromstärke den Wert $J_{90} = \xi \cdot a \cdot \sin \beta$, der aber nur dann die Lautstärke im Minimum kennzeichnet, wenn $\mu_1 = 0$ ist. Daraus folgt, daß für ein bestimmtes, nicht verschwindendes ξ, β sich gerade dann die größte Lautstärke im Minimum einstellt, wenn keine Mißweisung stattfindet.

Für die größten Mißweisungen bei $\varphi = 0^0$, $\varphi = 180^0$ liefert Gleichung (2) immer absolute Minima.

Ergebnis.

Falsche Richtungen können mit absolutem und verwaschenem Minimum gewiesen werden.

Die wahre Richtung kann sehr wohl mit sehr schlechtem Minimum gewiesen werden.

Große Mißweisungen können sehr wohl mit absolutem Minimum vorkommen, denn gerade die größten für ein bestimmtes ξ, β möglichen Mißweisungen treten immer mit absolutem Minimum auf.

Aus der Güte des Minimums lassen sich also keine Schlüsse über die Größe der Mißweisung und die Zuverlässigkeit der Peilung ziehen.

c) Ein Kriterium für die Zuverlässigkeit der Peilung.

Richtige Peilungen können mit absolutem Minimum nur dann auftreten, wenn $\xi = 0$ oder $\beta = 0^0$ bzw. $\beta = 180^0$ ist. In beiden Fällen ist die Empfangsstromstärke in der Minimumeinstellung unabhängig von der Phasenverschiebung φ gleich Null.

Richtige Peilungen mit verwaschenem Minimum zeigen in der Minimumeinstellung den Wert der Empfangsstromstärke

$$J_{\min} = \xi \cdot a \cdot \sin \beta$$

einen Wert, der für die Rahmenstellung $\alpha = 90^0$ immer, unabhängig von φ, auftritt.

Danach ergibt sich als Kriterium für die Zuverlässigkeit einer Peilung:

Ist der Rahmen bei einer Peilung auf Minimum eingestellt, so ist die Peilung dann und nur dann zuverlässig, wenn jede mögliche Änderung der Phasenverschiebung zwischen direktem und indirektem Strahl keine Änderung der Empfangslautstärke für diese Rahmenstellung hervorruft.

Für die Praxis ergibt sich hieraus die Aufgabe, eine Änderung der Phasenverschiebung ohne wesentliche Beeinflussung der Größen a, ξ und β zu bewirken. Ob die Aufgabe lösbar ist, erscheint aber fraglich. Würde die Lösung gelingen, so hätte man dadurch eine neue Art der Peilung mit größerer Zuverlässigkeit. Gleichzeitig würden sich damit noch eine weitere Aufgabe lösen lassen. Denn es gibt noch eine zweite Rahmenstellung bei $\alpha = \beta - 90^0$, in der die Lautstärke für alle Phasenverschiebungen dieselbe ist; jedoch ist diese Stellung von der ersten ($\alpha = 90^0$) durch die größere Lautstärke zu unterscheiden (Ausnahme $\xi = 1$). Bei ihr beträgt $J_{\beta - 90^0} = \alpha \cdot \sin \beta$. Diese Rahmenstellung liefert die Richtung β des indirekten Strahls, und der Quotient $\frac{J_{90^0}}{J_{\beta - 90^0}}$ liefert den Wert ξ.

B. Veranschaulichung einiger wichtiger Ergebnisse durch die Darstellungen der graphischen Addition der direkten und indirekten Einwirkung.

In den Fig. 6 bis 8 blickt man von oben auf die Rahmenapparatur, für die verschiedene Empfangscharakteristiken gezeichnet sind. Im Mittelpunkte des Kreises, der die Gradeinteilung trägt, durchstößt die Drehachse des Rahmens senkrecht die Zeichenebene. Der vom

Mittelpunkt ausgehende, stark ausgezogene, horizontale Pfeil (0^0) gibt die Richtung der Sendestation, seine Länge den Amplitudenwert a an.

Der zweite — in den Fig. 7 u. 8 — vom Mittelpunkte ausgehende, stark ausgezogene um β^0 von 0^0 abweichende Pfeil gibt die Richtung der Vertikalebene des einfallenden indirekten Strahls, seine Länge den Amplitudenwert $\xi \cdot a$ an.

Die Gradeinteilung des Kreisumfangs kennzeichnet den Winkel α, um den der Rahmen aus der Vertikalebene Sender—Empfänger gedreht wird.

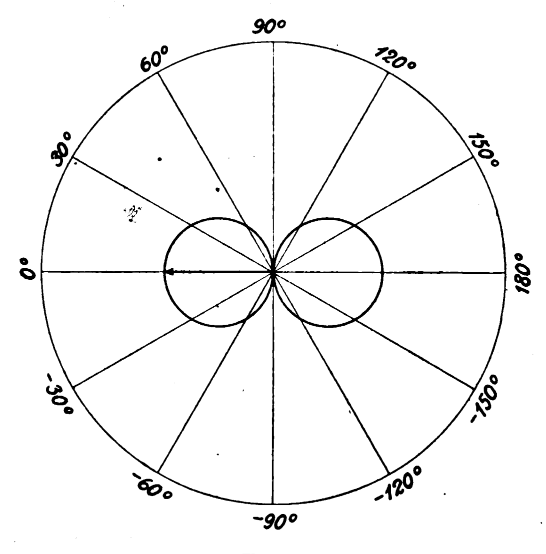


Fig. 6.

Die Kurven einer Figur stellen für ein bestimmtes ξ, β den Amplitudenwert J der resultierenden Empfangsstromstärke als Funktion des Winkels α bei verschiedenen Phasenverschiebungen der beiden Wellenstrahlen dar. Jede Kurve gilt für den Wert von φ, der durch die beigesetzten Zahlen angegeben ist.

Die Länge des Radiusvektors nach irgendeinem Kurvenpunkte gibt J für die durch ihn bestimmte Richtung der Rahmenebene an, so daß der Radiusvektor kleinster Länge die Rahmeneinstellung auf Minimum kennzeichnet, während der stets um 90^0 davon abweichende größter Länge die gewiesene Richtung und damit die Mißweisung bestimmt.

Fig. 6 stellt die normale Empfangscharakteristik einer Rahmenantenne dar, wenn nur ein Strahl auf den Empfänger einwirkt.

Für die Veranschaulichung der gleichzeitigen Einwirkung zweier Wellenstrahlen verschiedener Richtung sind in Fig. 7 und 8 zwei charakteristische Fälle herausgegriffen. In Fig. 7 ist $\xi = {}^3/_4$, $\beta = 60^0$ gewählt, Fig. 8 bildet den speziellen Fall gleichstarker direkter und indirekter Strahlung ($\xi = 1$) für $\beta = 30^0$ ab. Für die einzelnen Kurven der beiden Figuren sind die Phasenverschiebungen 0^0, 60^0, 90^0, 120^0, 150^0, 180^0 ausgewählt. Es sei bemerkt, daß jede Kurve,

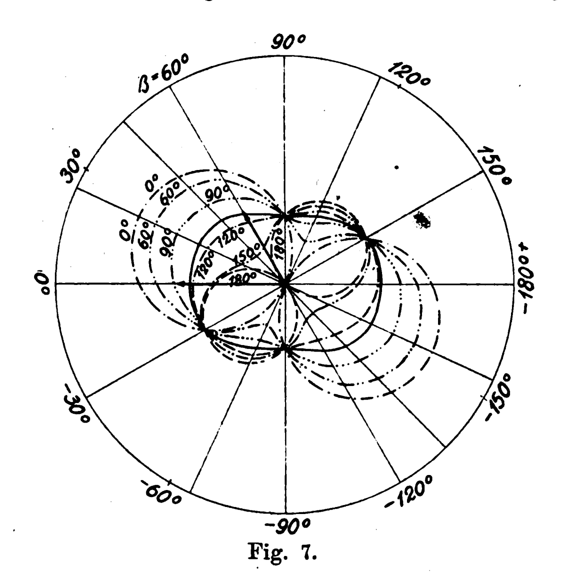


Fig. 7.

die für den Wert $\varphi = \varphi_n$ gezeichnet ist, auch für den Wert $\varphi = 360 - \varphi_n$ gilt.

Fig. 7 zeigt, daß bei Mitwirkung einer indirekten Strahlung im allgemeinen eine Mißweisung auftritt, und daß diese Mißweisung mit φ auffallend veränderlich ist. Wächst φ stetig von 0^0 bis 180^0, so verschiebt sich das Maximum auch stetig von der größten Ausladung auf der positiven Seite über Null zur stärksten Abweichung nach der negativen Seite hin. Bei weiter bis zu 360^0 wachsendem φ wandert das Maximum zur Ausgangsstellung zurück.

Verbunden mit diesem Wandern von Maximum und Minimum sind Lautstärkenänderungen. Im Maximum kann übernormale, normale und unternormale Lautstärke auftreten. Ein absolutes Minimum weisen

nur die Kurven für $\varphi = 0^0$ und $\varphi = 180^0$ auf, also die Kurven, die gerade die größten Mißweisungen zeigen. Für alle übrigen Werte der Phasenverschiebung ist das Minimum verwaschen und zwar am stärksten verwaschen in dem Falle, der durch die ausgezogene Kurve (Fig. 7) dargestellt ist, d. h. gerade dann, wenn keine Mißweisung stattfindet.

Fig. 8 zeigt einige wesentliche Unterschiede gegenüber Fig. 7. Ein stetiges Wandern von Maximum und Minimum mit der Veränderung der Phasenverschiebung tritt in diesem Falle gleichstarker direkter und indirekter Strahlung nicht ein. Die Mißweisung hält sich für das

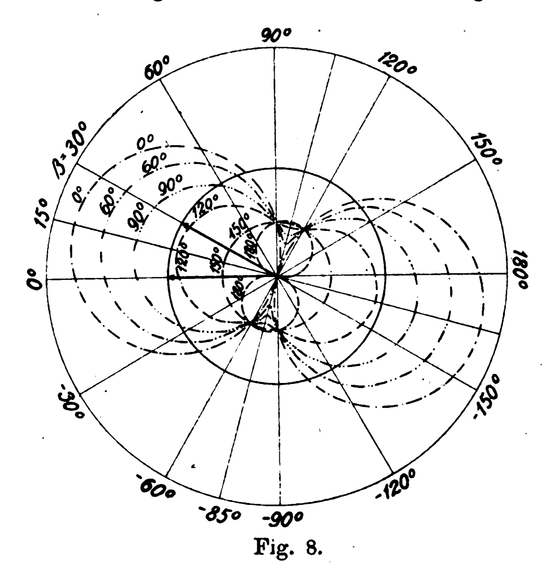


Fig. 8.

Intervall $0 \leqq \varphi < 150^0 = 180^0 - \beta$ konstant auf dem Werte $\frac{\beta}{2} = 15^0$. Hat φ den Wert $180^0 - \beta$ erreicht, so nimmt die zugehörige Kurve Kreisform an, d. h. die Lage des Minimums ist unbestimmt, eine Peilung also unmöglich. Überschreitet φ den Wert $180^0 - \beta = 150^0$, so springt die Mißweisung vom Werte $\frac{\beta}{2}$ auf $\frac{\beta}{2} - 90^0 = -85^0$, wo sie für das Intervall $180 - \beta < \varphi < 180 + \beta$ verharrt. In diesem Falle $\xi = 1$ wird also stets mit Mißweisung gepeilt.

Für die Lautstärke im Maximum und Minimum gilt das Gleiche

wie für den Fall $\xi = {}^3/_4$, $\beta = 60^0$. Der durch die Pfeilspritzen gehende ausgezogene Kreis grenzt in Fig. 8 den Bereich normaler Empfangsstromstärke sb. Der Kurve mit verwaschensten Minimum Fig. 7 entspricht hier die (nur bei $\xi = 1$ mögliche) Kreiskurve für $\varphi = 150^0$.

In beiden Figuren zeigt sich sehr deutlich, daß alle Kurven zwei Punktpaare gemeinsam haben, so daß es zwei Rahmenstellungen gibt, bei denen die Lautstärke unabhängig von φ ist. Die beiden Stellungen sind, solange $\xi < 1$ ist, durch die Lautstärke zu unterscheiden. Ist der Rahmen auf das Punktepaar mit geringerer Lautstärke eingestellt, so steht seine Ebene senkrecht zur wahren Richtung der Sendestation und nur wenn diese Stellung gleichzeitig Minimumstellung ist, wie bei der ausgezogenen Kurve in Fig. 7, ist die Peilung richtig. Bei der Einstellung auf das andere der beiden Punktepaare steht die Rahmenebene senkrecht zur Vertikalebene des indirekten Strahls.

C. Erklärung der beobachteten Mißweisungserscheinungen aus der gleichzeitigen Einwirkung zweier Wellenstrahlen auf die Richtempfangsanlage.

Nach den vorliegenden Ergebnissen der mathematischen Untersuchung erklären sich alle beobachteten Mißweisungserscheinungen aus der gleichzeitigen Einwirkung zweier Wellenstrahlen durchaus ungezwungen:

So finden die Mißweisungen außerordentlicher Größe, manchmal gepaart mit absolutem Minimum und die Verwaschenheit des Minimums (auch bei richtiger Peilung) ihre Erklärung in dem Zusammentreffen besonderer durchaus nicht unwahrscheinlicher Größenwerte von ξ, φ und β.

Die starke Abhängigkeit der Mißweisung von der Wellenlänge, wie sie z. B. eine Peilung der Horsea Lichtbogenstation aufwies, wo die Peilungen der Zeichenwelle und Zwischenwelle 30^0 Richtungsunterschied argaben, erklärt sich aus dem großen Einfluß der Phasenverschiebung zwischen direktem und indirektem Strahl.

Die fehlerhaften Nachtpeilungen gegenüber den meist guten Tagespeilungen finden ihre Ursache darin, daß nachts mit einer an atmosphärischen Schichten reflektierten indirekten Strahlung zu rechnen ist, die tagsüber infolge der absorbierenden Wirkung der mittleren atmosphärischen Schicht ausfällt.

Tritt auch bei Tage eine auffallende Mißweisung auf, wie es z. B. bei der Peilung Athens von Üsküb aus während des Krieges beob-

achtet wurde,[1]) so ist die Einwirkung zweier Strahlen erkennbar. Verfolgt man die Strecke Athen—Üsküb, so findet man, daß der direkte Strahl die Meeresküste berührt, so daß noch ein zweiter, zum Teil über See verlaufender, indirekter Strahl nach Üsküb gelangen kann, der hier zusammen mit dem direkten die Mißweisung hervorruft.

Die interessantesten Erscheinungen sind die zeitweilig recht schnellen Wanderungen des Minimums, die bei Sonnenauf- oder -untergang eine gewisse Gesetzmäßigkeit zeigen. Sie sind vornehmlich auf Änderungen der Phasenverschiebung zwischen direkten und indirekten Strahl zurückzuführen, denn die Theorie zeigte, daß unter Umständen schon sehr geringe Änderungen der Phasenverschiebung recht starke Mißweisungsänderungen nach sich ziehen.

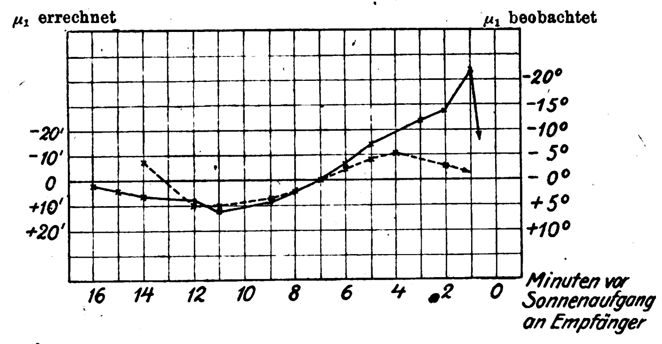


Fig. 9.

Kurz vor Sonnenaufgang an der Empfangsstation z. B. ist mit einem indirekten Strahl zu rechnen, da die konkave Zylinderfläche, die den dunklen Teil der Atmosphäre von dem beleuchteten trennt, als reflektierende Schicht auftritt. Die Bewegung dieser Schicht bewirkt eine kontinuierliche Änderung der Größen ξ, φ und β, so daß das gesetzmäßige Fortschreiten des Sonnenstrahlzylinders sich in den Peilbeobachtungen wiederspiegeln muß.

Das Wandern des Minimums muß sich auf Grund der vorstehenden Theorie rechnerisch verfolgen lassen. Die Rechnung ist an einem Beispiel in Anlehnung an die Beobachtungen von K. Stoye[2]) durchgeführt. Dabei ist Straßburg als Empfangsstation, Madrid als Sendestation ($\lambda = 1650$ m) gewählt. Zur Vereinfachung der Rechnung ist als

1) Persönliche Mitteilung von E. Grüneisen.

2) K. Stoye, Jahrb. 19, S. 58 ff.

Datum der 21. März gewählt. Ferner ist, um die reine Sonnenaufgangswirkung zu erhalten, die Erde zwischen Straßburg und Madrid horizontal abgeplattet angenommen, so daß von einer vorhergehenden Reflexion des indirekten Strahls an atmosphärischen Schichten abgesehen werden kann.

Eine quantitative Übereinstimmung der errechneten Peilkurve hinsichtlich der Größe der Mißweisung mit der von K. Stoye beobachteten läßt sich nicht erwarten, aber Fig. 9, in der die errechnete Kurve (gestrichelt) der von K. Stoye am 26. 5. 1917 experimentell aufgenommenen zugeordnet ist, zeigt, daß beide Kurven insbesondere bezüglich des zeitlichen Verlaufs denselben Charakter aufweisen.

Zusammenfassung.

Die Richtwirkung einer Rahmenantenne bei der gleichzeitigen Einwirkung zweier Wellenstrahlen gleicher Frequenz, aber verschiedener Richtung, Stärke und Phase wird mathematisch untersucht.

Die Ergebnisse dieser Untersuchung zeigen, wie sich die beobachteten Mißweisungen und schlechten Minima ungezwungen lediglich aus der gleichzeitigen Einwirkung zweier von demselben Sender kommenden Wellenstrahlen auf den Richtempfänger erklären lassen.

Die vorstehenden Darlegungen bieten einen Auszug aus einer eingehenderen Behandlung des Themas, die im physikalischen Institut der Universitat Jena niedergelegt ist.

Die Arbeit ist entstanden auf Anregung von Herrn Geheimrat M. Wien, und es ist mir eine besondere Freude ihm, meinem verehrten Lehrer, für die bereitwillige Unterstützung danken zu können, die er mir bei der Durchführung der Arbeit jederzeit zukommen ließ.

Auch Herrn Professor Mosler, der mir für die Versuche, die der Arbeit vorausgingen, in liebenswürdiger Weise sein Laboratorium zur Verfügung stellte und mir stets seinen praktischen Rat lieh, möchte ich hier meinen Dank aussprechen.

Braunschweig, September 1922.

Ein neues Hochfrequenzlichtrelais zur photographischen Aufzeichnung der Akustik bei Sprechfilmen.

Von **Franz Aigner.**

(Aus dem I. physikalischen Laboratorium der Technischen Hochschule in Wien.)

Das Problem des Sprechfilmes erfordert in seiner modernen Fassung eine photographische Niederschrift der die Handlung begleitenden Akustik. Die dahinzielenden, in einer umfangreichen Patentliteratur enthaltenen Vorschläge lassen sich, soweit sie Beachtung verdienen, in zwei grundsätzlich verschiedene Gruppen einteilen: in solche, bei denen unter Einwirkung konstanter Beleuchtungsstärke auf den Film die akustische Tonung durch eine ihr proportionale Änderung der beleuchteten Fläche photographisch festgehalten wird, ferner in Methoden, bei denen bei konstant gehaltener Bildfläche die akustischen Energiekurven durch Schwärzungsvariationen des Filmmateriales fixiert werden.

In den Grundzügen arbeitet hierbei die erste Methode mit einem durch die akustische Energie in Schwingungen versetzten, gewöhnlich an einer Schallempfangsmembran befestigten Spiegel, der mit Hilfe geeignet geformter Blenden, beispielsweise von Dreieckform, durch einen fixen, quer zur Laufrichtung des Films angeordneten Spalt einen seiner Breite entsprechenden Teil der von den erstgenannten Blenden durchgelassenen Lichtbündel auf die photographische Schicht fallen läßt, so daß sich bei schwingendem Spiegel die Strichlängen der photographisch wirksamen Bilder bei konstant bleibender Schwärzung der photographischen Schicht ändern. Mit den erwähnten dreieckigen Lichtbündeln arbeiten z. B. S. O. F. Berglund[1]) und in ähnlicher Weise E. M. Campbell Tigerstedt[2]). Außerdem existieren noch diverse andere Vorschläge zur Realisierung der Strichlängenvariationsmethode.

Alle unter diese erste Gruppe der Fixierung der Akustik vermittelst Strichlängenänderung bei konstant gehaltener Strichschwärzung fallenden Methoden leiden ganz abgesehen von der sprachverzerrenden Wirkung der mechanischen Spiegelträgheit unter folgenden wesentlichen Fehlern: Die Methode bedingt aus Empfindlichkeitsgründen eine vielfache Unterteilung der Gesamtstrichlänge, also bei dem angeführten Beispiel die Anordnung einer ganzen Anzahl von dreieckigen Licht-

1) D. R. P. 241808 vom 3. 6. 1911 und 282778 vom 28. 8. 1912.
2) D. R. P. 309536 vom 28. 7. 1914.



bündeln längs des ausblendenden Querspaltes. Dadurch wird der Einzelstrich des unterteilten Lichtes an sich sehr kurz. Es wird mit Teilstrichlängen von etwa einem Millimeter gearbeitet. Beträgt die Korngröße des Filmmateriales rund 10 μ, so können im günstigsten Falle charakteristische Oberschwingungen bei voller Aussteuerung der Strichlänge zwischen Null und einem Millimeter von 1 % der Grundfreqnenz noch aufgezeichnet werden. Alle feineren Tonungen gehen verloren, beziehungsweise werden sie mit einem höheren Prozentsatz fixiert. Dabei können sich im Extremfall Fehler bis zu 100 % ergeben, wenn beispielsweise bei einer Strichlänge von insgesamt 10 μ in einem bestimmten Moment auf diese Länge ein Silberkorn zu liegen kommt und im nächsten Moment dieser Platz teilweise von zwei Körnern eingenommen wird. Dies ist gewiß der denkbar ungünstigste Fall, doch wird er sowie alle zwischen 0—100 % liegenden Verzeichnungen, weil möglich, infolge der völlig regellosen Anordnung der Silberkörner vorkommen, und wegen der großen Körnerzahl keineswegs selten.

Diese Überlegungen gelten sinngemäß auch von einer Variante der Strichlängenänderung, bei der zwar ein Spiegel als Fehlerquelle vermieden wird, jedoch wie bisher sich die Strichlänge im Rhythmus der Sprachschwingungen ändert. Ein Beispiel hierfür ist die Sprachaufzeichnung mittels des Gehrckeschen Glimmlichtoszillographen [1]), wo mittels der Längenänderung des Glimmlichtes die Akustik aufgezeichnet wird. Diese Variante wirkt insofern günstiger als das früher genannte Beispiel, da hier die Strichlänge nicht unterteilt zu werden braucht, da die Glimmlampe in dieser Anordnung hinsichtlich Lichtstärke zur Erzielung einer photographischen Schwärzung ausreicht.

Wesentlich ungünstiger liegt der Fall ausreichender Lichtstärke bei den mit dreieckigen Lichtbündeln arbeitenden Vorschlägen. Denn versucht man hier die Zahl der verfügbaren Tonungsstufen durch Verlängerung der Dreieckbasis zu erhöhen, so muß bei Beibehaltung der Dreieckswinkel auch die Bündelhöhe im gleichen Verhältnis wachsen. Dies bedeutet aber die Forderung nach einer in ebensolchem Verhältnis gesteigerten Stärke der Lichtquelle. Wenn man also auch in der Lage wäre, die Empfindlichkeit hinaufzutreiben und demzufolge die Strichlänge entsprechend erhöhen könnte, kommt man hier bald zu einer von der Lichtquelle hinsichtlich ihrer Stärke gezogenen praktischen Grenze. Es dürfte daher mit außerordentlichen Schwierigkeiten verbunden sein, den Fehler der groben Tonungsstufen bei allen diesen

1) E. Gehrcke, Ztschr. f. Instrumentenk. 25, S. 33, 278, S. 1905. Verhdl. d. Deutschen Phys. Ges. 6, S. 176, 1904.

Vorschlägen in praktisch ausreichender Weise zu eliminieren, da bekanntlich die sogenannten kornlosen Schichten (z. B. Lippmann-Emulsionen) nahezu lichtunempfindlich sind.

Versuche auf diesem Gebiete wären allerdings für das Sprechfilmproblem äußerst wertvoll, ja sie müssen für die Möglichkeit einer vollkommenen Lösung geradezu gefordert werden. Denn es zeigt sich, daß der für akustische Wiedergabe durchleuchtete Tonfilm mit gebräuchlicher photographischer Schicht im Reproduktionstelephon von einem dem Schnarchen eines Gramophons ähnlichen Geräusch begleitet ist. Dies rührt nicht, wie manchmal angenommen wird, von Fehlern im Filmschichtmaterial, die ja sicherlich in Form einer von Ort zu Ort ungleichmäßigen Lichtdurchlässigkeit der Zelluloidschicht vorhanden sind, die aber hauptsächlich in einem kaum störenden, geringfügigen und langsamen Schwanken der Schallstärke sich geltend machen, sondern offenbar von der Filmkörnung der photographischen Schicht als solcher her. Zur Reduzierung beziehungsweise vollständigen Behebung dieses Übelstandes gibt es allerdings bis zur Herstellung eines geeigneten Filmmateriales einen Notbehelf. Er ist dadurch gegeben, daß man den Gesamtstrich möglichst lang macht, damit die Kornänderung auf die ganze Strichlänge bezüglich ihrer unerwünschten akustischen Wirkung praktisch vernachlässigbar wird, also das schnarchende Nebengeräusch verschwindet. Dies erfordert allerdings einen breiten Tonfilm, scheint aber gegenwärtig der einzig gangbare, wenn auch kostspielige Ausweg zu sein.[1]) Wo es die Lichtverhältnisse zulassen, könnte überdies feinkörnigeres, in der Regel unempfindlicheres Schichtmaterial als weitere Korrektur Verwendung finden.

Betrachten wir nochmals die Methode der Strichlängenvariation, so besitzt diese in dem angeführten Zahlenbeispiel im günstigsten Falle 100 Tonungsstufen für die Sprachfixierung, was wohl nur eine sehr rohe und voraussichtlich unzureichende Aufzeichnung der ungemein fein gegliederten Sprachkurven gestattet.[2]) Es ist gewiß richtig, wie aus Telephonversuchen hinreichend bekannt ist, daß sich die menschliche Sprache schwer mißhandeln läßt und doch noch verstanden wird. Es ist aber andererseits auch klar, daß dies eine Grenze hat und diese Grenze jedenfalls weit überschritten wird, falls man derartige

---

1) Gewisse Reproduktionsverfahren lassen sich vielleicht zur Lösung des Problemes heranziehen.

2) Die Verhältnisse werden zwar durch eine größere Anzahl von Einzelstrichen verbessert, doch vermag selbst der Gewinn um eine Zehnerpotenz den Tonungsumfang nicht ausreichend zu erhöhen.

grobe Fehler bei den vielfachen Energieumformungen, wie sie beim Sprechfilm notwendig sind, stets unbekümmert zuläßt.

Die bisher besprochene Gruppe von Vorschlägen zur photographischen Sprachfixierung besitzen außerdem, soweit sie mit einem schwingenden, das Licht steuernden mechanisch bewegten System arbeiten, den schwerwiegenden Nachteil, daß dieser Apparatenteil aus optischen Gründen mit dem Kurbelkasten in einer unverrückbaren Verbindung stehen muß. Dadurch werden alle von dem arbeitenden Filmtransportmechanismus verursachten Geräusche auf das empfindliche schwingende Organ übertragen und mitphotographiert. Es tritt somit hier das von jedem Akustiker gefürchtete Problem auf, das lichtsteuernde mechanische Schwingungssystem von dem eben erwähnten „Bodenschall“ akustisch soweit zu isolieren, damit letzterer trotz der für die Reproduktion erforderlichen mächtigen Verstärkung des Tonbildes unterschwellig bleibt.

Ob man die akustische Energie mittels einer Membran und einem an ihr befestigten Spiegel, der Lichtbündel steuert, photographisch festhält, oder mit Hilfe eines Membranapparates, wie Mikrophon oder Telephon, zuerst in elektrische Energie umformt, und mit Hilfe dieser das Licht beeinflußt, ist bezüglich der auftretenden Membranfehler ziemlich gleichwertig,[1]) doch kommt letzteren Methoden der außerordentliche Vorzug zu, daß in diesem Falle zwischen dem Energieumformungselement und dem Kurbelkasten „keinerlei Bodenschall leitende Verbindung“ zu bestehen braucht.

Diesen Vorzug, der gestattet, dem Problem der Bodenschallisolation auszuweichen, finden wir bei den Methoden der Filmtonung durch eine im Sprachrhythmus variierte Beleuchtungsstärke durch Vermittlung einer quer zur Laufrichtung des Filmbandes abgebildeten, in ihrer Intensität veränderlichen Lichtlinie konstanter Länge. Dies allein wäre schon in Hinblick auf die Schwierigkeiten der Bodenschallbekämpfung ein gewichtiger Grund für die Bevorzugung solcher Anordnungen; er ist aber durchaus nicht der einzige,[2]) denn die Verhältnisse liegen noch nach verschiedenen Richtungen hin bei dieser zweiten Gruppe von Vorschlägen der photographischen Sprachniederschrift wesentlich günstiger. Denn wählen wir etwa die Breite der

1) Absolut betrachtet spielt allerdings peinlichste Exaktheit gerade in dieser ersten Energieumformungsstufe für das Sprechfilmproblem eine hervorragende Rolle.

2) Ein solcher Vorteil besteht beispielsweise in der Möglichkeit, Energieumformungselement und Kurbelkasten örtlich weit getrennt aufstellen zu können.

Lichtlinie $^1/_{50}$ mm, die Filmgeschwindigkeit rund 30 cm/sec, so erhalten wir bei dieser gebräuchlichen Bildfilmgeschwindigkeit die Akustik durch 15 000 Striche in der Sekunde festgehalten. Die Sprache wird somit durch 15 000 äquidistante Schwärzungen pro Sekunde optisch abgetastet. Es entsprechen somit diese 15 000 Striche pro Sekunde im Bilde der drahtlosen Telephonie einem hochfrequenten Trägerstrom von 15 000 Perioden. Eine solche Frequenz ist für das punktweise Abtasten der Sprache reichlich hoch genug, um die für die Klangfarbe noch merklich in Betracht kommenden Obertöne aufzuzeichnen. Sie reicht auch für Musik aus, denn diese Abtastfrequenz ist höher als die Duodezim des musikalisch höchsten Tones der Pikkoloflöte. Sollte sich jedoch, was allerdings kaum zu erwarten ist, diese Frequenz noch als zu gering erweisen, so liegt durchaus kein Grund vor, den Tonfilm entsprechend rascher laufen zu lassen, falls nur die Stärke der Lichtquelle ausreicht. Es bedingt dies keine notwendige Steigerung der Bildfilmgeschwindigkeit, denn es hat keine Schwierigkeit, Ton- und Bildfilm zu trennen und über zwei Trommeln verschiedener Durchmesser auf gemeinsamer Achse ablaufen zu lassen, ohne Synchronisierungsstörungen befürchten zu müssen. Solange man nicht mit optischem Bildausgleich arbeitet, also auch mit einem mit konstanter Geschwindigkeit transportierten Bildfilm, ist es sogar das einzig Richtige, Bild- und Tonfilm zu trennen. Denn bei einem gemeinsamen Filmband und ruckweiser Bildbewegung muß die akustische Aufzeichnung an einer Stelle kontinuierlichen Laufes erfolgen, was bei den gegenwärtigen Apparatkonstruktionen eine Längenverschiebung von rund 50 cm, also eine Phasenverschiebung von ca. 1,5 Sekunden bedingt, die natürlich so lange durch die instrumentelle Anordnung ausgeglichen wird und daher unschädlich bleibt, solange das gemeinsame Filmband vollständig ist. Reißt hingegen der Film oder muß aus anderen Beschädigungsgründen ein Teil herausgeschnitten werden, dann wird mit den entfernten Bildteilen wegen der örtlich bestehenden Phasendifferenz eine falsche Akustik entfernt und bei nunmehriger Reproduktion kommt dies in der Weise zum Ausdruck, daß bis zu 1,5 Sekunden Dauer ein wüstes Durcheinander zwischen Gesten und Sprache, die bereits auf Phasenverschiebungen von $^1/_{10}$ Sekunde deutlich reagieren, entsteht. Nachdem Filmbruch keine Seltenheit darstellt, genügt dieser Grund unter Beachtung noch mancher anderer, z. B. der verschiedenen Anforderungen der photographischen Entwicklung an Bild- und Tonfilm, ein gemeinsames Filmband, insbesondere bei ruckweiser Bildbewegung, als unpraktisch zu verwerfen.

Wir haben gesehen, daß die Gruppe von Vorschlägen, die auf

eine Aufzeichnung der Akustik mit Hilfe in ihrer Schwärzung getonter Striche konstanter Länge hinausläuft, uns eine Möglichkeit bietet, das Abtastintervall genügend klein zu halten, um alle für den Klangfarbencharakter maßgebenden Feinheiten mit einer an sich vollkommen kontinuierlichen Tonung aufzuzeichnen. Denn die Einzelstriche sind bezüglich ihres Schwärzungsgrades nicht an Schwärzungsstufen gebunden, da die Schwärzungskurve eine kontinuierliche Kurve darstellt. Die Stärke der Schwärzung kann daher an sich stufenfrei jede innerhalb der Abtastfrequenz auftretende akustische Feinheit festhalten.

Bei einem Versuch, ein nach dieser Richtung hin „vollwertiges" Lichtrelais zu bauen, werden wir uns zunächst über die Bedingungen Klarheit verschaffen müssen, die erfüllt sein sollen. Diese Bedingungen lassen sich folgendermaßen kurz formulieren: 1. muß das Lichtrelais vollkommen trägheitslos arbeiten, 2. muß es genügend empfindlich sein und dabei über einen entsprechend großen Meßbereich verfügen und endlich 3. muß es gestatten, den verfügbaren linearen Tonungsbereich der photographischen Schicht voll auszunützen.

Forderung 1. ist durchaus selbstverständlich.

Die Notwendigkeit der zweiten Bedingung ist an folgendem Beispiel, das allerdings einteilungsgemäß in die erste Gruppe gehören würde, leicht verständlich. Man könnte nämlich daran denken, mit Lichtinterferenzen zu arbeiten und die unter der akustischen Druckbeeinflussung infolge der Änderung des Brechungsexponenten bewirkte Verschiebung der Interferenzstreifen für die Methode der Sprachaufzeichnung durch Strichlängenänderung zu verwerten. Angenommen, es wäre tatsächlich möglich, die erforderliche Empfindlichkeit zu erzielen, so wäre diese Methode doch nicht brauchbar, da ihr Meßbereich sicherlich zu klein ausfällt, nachdem die Wanderung sich auf eine einzige Streifenbreite beschränken müßte. Es genügt daher Empfindlichkeit an sich allein nicht; es muß auch ein entsprechender Meßbereich vorliegen. Die Empfindlichkeit selbst muß groß sein, damit sich die erforderliche Verstärkung für die in elektrische umzuformende akustische Energie klein halten läßt. Je kleiner man diese zu erhalten vermag, um so günstiger liegen die Verhältnisse, denn muß der Verstärkungsgrad zu hoch angesetzt werden, so werden ganz abgesehen davon, daß dadurch die Sprache unter keinen Umständen besser wird, Geräusche, die unverstärkt oder bei mäßiger Verstärkung unterhalb der Reizschwelle des menschlichen Ohres liegen, überschwellig, so daß die Geräusche, die an und für sich vorhanden waren, durch dieses Hinzutreten neuer, erst durch die Verstärkung hörbar werdender

Störungen die tatsächlich gewünschte Verstärkung der eigentlichen Akustik immer mehr übertreffen. Dies muß aber gerade bei der optischen Niederschrift sorgfältigst vermieden werden, denn alle infolge Verstärkung zum Vorschein kommenden Geräusche erscheinen dann in der Reproduktion im Lautsprecher wieder, da sie ja infolge zu hoher Verstärkungsnotwendigkeit bereits auf das Filmband überschwellig aufgezeichnet wurden oder zum mindesten mit einer solchen Intensität, daß sie durch die notwendige Reproduktionsverstärkung hörbar werden.

Was endlich die dritte Forderung nach voller Ausnützung der photographischen Schicht betrifft, so ist diese Bedingung für die Reproduktion wichtig. Denn für letztere muß, um genügende Schallintensität zu erzielen, ziemlich beträchtlich verstärkt werden. Wird also der Film photographisch nicht voll ausgenützt, so kann dieser Mangel nur durch eine entsprechende zusätzliche Verstärkung wettgemacht werden, um zur erforderlichen akustischen Feldstärke zu kommen. Diese Verstärkung läßt sich nun nicht beliebig weit treiben, sondern findet im Rauschen der Verstärkerröhren, das im Lautsprecher erscheint, bald eine obere Grenze. Es muß daher der gesamte zulässige Schwärzungsbereich, also der ganze lineare Gradationsbereich des Filmes für die Schwärzungstonung „wirksam" ausnützbar sein. Dies zieht unter anderem die wichtige Folgerung nach sich, daß das auf den Film fallende Licht nicht aus einer konstanten und einer durch die Sprache veränderlichen Lichtkomponente bestehen darf. Denn der konstante Teil der Beleuchtung macht den ihm entsprechenden Teil des linearen Gradationsbereiches für Tonungszwecke unbrauchbar, wodurch nicht bloß die erforderliche Reproduktionsverstärkung erhöht werden muß, sondern auch überdies der Meßbereich eingeschränkt wird. Das Lichtrelais muß demnach so beschaffen sein, daß eine konstant bleibende Beleuchtungskomponente, die in den linearen Teil der Gradationskurve hineinragt, nicht vorhanden ist, also bei voller Aussteuerung des Meßbereiches die Beleuchtungsstärke einerseits praktisch auf Null absinkt, andererseits ausreicht, um die maximal zulässige Schwärzung zu liefern.

Diese Bedingung dürfte bei Selbstleuchtern, wie beispielsweise Glimmlampen mit kapillarer Lichtbahn unter Beachtung der erforderlichen Empfindlichkeit nur schwer vollständig zu erreichen sein.

Am aussichtsreichsten sind nach dieser Richtung hin mit fremdem Licht beschickte Lichtrelais, da bei diesen über die Lichtstärke innerhalb gewisser durch die Praxis gezogener Grenzen frei verfügt werden kann. Eine solche Anordnung stellt beispielsweise die von A. O. Rah-

kine[1]) angegebene dar, bei der das Licht einer Lichtquelle mittels einer Gitterblende zu einem Parallelstreifenlichtbündel geformt wird. Die Breite der Lichtstreifen ändert Rankine in an sich geistreicher Weise durch Vermittlung eines unter akustischem Einfluß schwingenden Hohlspiegels. Das durch die Änderung der Streifenbreite durch das Gitter tretende, auf diese Weise in seiner Intensität getonte Licht fällt schließlich vermittelst entsprechender optischer Vorkehrungen als Lichtlinie konstanter Länge, die quer zur Filmlaufrichtung orientiert ist, auf die photographische Schicht. Hier liegt somit keine Schwierigkeit vor, die photographische Bedingung zu erfüllen, wenn auch bei dieser Methode der schwingende Spiegel sowie die damit verbundene Schwierigkeit der Bodenschallisolation als Nachteile angeführt werden müssen.[2])

Eine in dieser Hinsicht ideal arbeitende Methode wäre in der Verwendung der elektromagnetischen Drehung der Polarisationsebene linear polarisierten Lichtes insofern gegeben, als dieser Vorgang exakte Trägheitslosigkeit aufweist und das Licht auch vollkommen ausgelöscht werden kann. Diese Methode wurde daher auch wiederholt in Vorschlag gebracht[3]), allerdings stets in gänzlich unbrauchbaren Formen, die durchwegs zwei schwerwiegende Mängel besitzen. Einmal ist die Methode an sich nicht genügend empfindlich; um den maximal zulässigen Drehungswinkel zu erhalten, sind unverhältnismäßig starke Magnetfelder erforderlich, so daß man nur mit sehr kleinen Drehungen arbeiten kann, die dann eine sehr kräftige Lichtquelle erfordern. Ferner, und das ist der für die bisherigen Vorschläge verhängnisvolle Fehler, verliert die Methode infolge der auch bei kleinen Drehungen nicht unbeträchtlichen Selbstinduktion der Steuerspule ihre an sich vorhandene Trägheitslosigkeit, führt somit zu einer Verzerrung der Akustik.

Damit sind aber die Methoden zur Erzielung eines Lichtrelais für Sprechfilmzwecke so gut wie erschöpft. Die Kritik liefert das Ergebnis, daß keiner der Vorschläge imstande ist, die an ein nach jeder Richtung hin exakt arbeitendes Lichtrelais zu stellenden Forde-

---

1) A. O. Rankine, Proc. of the Phys. Soc. London, XXXI, S. 242, 1919 und XXXII, S. 78, 1920.

2) Ein weiterer Nachteil besteht darin, daß beim Überschreiten des Meßbereiches Frequenzverdoppelung auftritt.

3) Nipkow, D. R. P. 30 105 vom 6. 1. 1884; A. Stephan, D. R. P. 214 473 vom 27. 2. 1908; M. Hochstetter, Engl. P. 13 924 vom 18. 4. 1906; F. Hochstetter, D. R. P. 165 441 vom 12. 3. 1909; W. Gérard, D. R. P. 221 771 vom 6. 6. 1909.

rungen voll und ganz zu erfüllen. Es muß daher getrachtet werden, eine der aufgezählten Möglichkeiten, die auf Grund der gemachten Überlegungen selbstredend der Gruppe Nr. 2 angehören muß, durch entsprechende Kunstgriffe den exakten Anforderungen möglichst nahe zu bringen. Dies gelingt, wie im folgenden gezeigt wird, mit hoher Vollkommenheit für die zuletzt behandelte Methode der elektromagnetischen Drehung der Polarisationsebene linear polarisierten Lichtes.

Als wesentlicher Fehler in den bisherigen Vorschlägen zur Nutzbarmachung dieses Phänomens für den angestrebten Zweck wurde die sprachverzerrende Wirkung der Selbstinduktion der die Lichtintensität steuernden Stromspule aufgezeigt. Die sprachverzerrende Wirkung kann man nun wohl mittels geeignet zugeschalteter Kapazitäten mildern, jedoch nie in genügender Weise auf diese Art entfernen. Auch läßt sich so die Methode nicht auf die nötige Empfindlichkeit bringen.

Beide Mängel lassen sich jedoch in einer an sich einfachen Weise dadurch beheben, daß man sich der Selbstinduktion der Steuerspule als Abstimmittel eines Hochfrequenzkreises bedient, dem die Akustik nach einer der bekannten Methoden der drahtlosen Telephonie überlagert wird[1]. Durch diese Anordnung kommt man zu einem neuen Hochfrequenzlichtrelais, bei dem zunächst klarerweise jede sprachverzerrende Selbstinduktionswirkung exakt ausgeschaltet ist. Das Verfahren, die Steuerspule als Abstimmelement eines Hochfrequenzkreises anzuordnen, gibt somit der Drehung der Polarisationsebene des Lichtes unter dem Einfluß eines steuernden Magnetfeldes ihre an sich vorhandene Trägheitslosigkeit wieder. Nach dieser Richtung hin erfüllt somit dieser Vorschlag die Bedingung 1.

Bezüglich der Empfindlichkeit, die nach den vorigen Ausführungen noch entsprechend gesteigert werden muß, ist zu beachten, daß für die Erzeugung der Rotationspolarisation in der lichtdrehenden Substanz eine zwar unbekannte, an sich aber sicherlich sehr kleine Arbeitsleistung erforderlich ist, so daß man es mit einem praktisch wattlosen Vorgang zu tun hat. Es ist daher nicht notwendig, die zur Drehung um einen bestimmten Winkel erforderlichen Amperewindungen mittels akustischer Wattleistung aufzubringen; die Lichtdrehung kann somit ohne eine nennenswerte, praktisch wohl gegenwärtig überhaupt kaum meßbare Dämpfungszunahme im Schwingungskreis zu liefern, vom Magnetfeld der leerschwingenden Kreisenenergie, wie dies in der angegebenen Anordnung tatsächlich der Fall ist, gesteuert werden. Die akustisch zu beherrschende elektrische Wattleistung bei einer Steuerung

1) Pat. angem., österr. Pat. Nr. 92360.

des Kreises im Sinne der drahtlosen Telephonie beschränkt sich daher vorläufig praktisch auf den durch die Verlustdämpfung bedingten Wattverbrauch, da eine Strahlungsleistung hier nicht existiert. Damit erscheint aber nunmehr die Aufgabe auch aussichtsreich bezüglich der Erzielung einer ausreichenden Empfindlichkeit.

Wie weit man zu diesem Zweck das Gesamtdekrement des Kreises reduzieren darf, soll später noch eingehend besprochen werden. Jedenfalls ist bereits ersichtlich, daß durch die Heranziehung der leerschwingenden Energie des Hochfrequenzkreises für Steuerzwecke die an sich ziemlich kräftig erforderlichen Magnetfelder mit einem wesentlich geringeren Aufwande von akustischer Leistung gewonnen werden können als bei den bisherigen Methoden, bei denen die erforderlichen Amperewindungen mittels elektrisch umgesetzter akustischer Wattleistung aufgebracht werden mußten. Hier braucht akustisch nur die durch die Gesamtkreisdämpfung verloren gehende Hochfrequenzenergie „beherrscht" zu werden, die bei kleiner Dämpfung nur einen Bruchteil der leerschwingenden Kreisenergie ausmacht. Die elektrische Steuerung der Verlustleistung gelingt aber bekanntlich mit einem ihrer Größe gegenüber kleinem Prozentsatz; erst dieser Betrag ist durch akustische Wattleistung aufzubringen. Am besten ersichtlich werden die Verhältnisse durch eine angenäherte Überschlagsrechnung.

Es bedeutet im folgenden:

α = den maximalen Drehungswinkel der Polarisationsebene des linear polarisierten Lichtes in Winkelgraden,

H = die maximale Feldstärke des Magnetfeldes der Drehungsspule in Gauss,

Ω = die Verdetsche Konstante der drehenden Substanz, auf Winkelgrade bezogen,

l = die Länge der drehenden Substanz in Zentimeter in der Achsenrichtung der Steuerspule, somit praktisch gleichzeitig auch die Länge der Spule,

m = die Zahl der Lichtdurchgänge durch die drehende Substanz parallel oder nahezu parallel zur Spulenachse, erhalten durch Lichtreflexionen in der drehenden Substanz,

$m\,l = \Lambda$ = den gesamten Lichtweg in Zentimeter in der drehenden Substanz,

z = die Windungszahl der Steuerspule,

I = den Maximalwert der Stromstärke in der Steuerspule in Ampere,

L = den Selbstinduktionskoeffizienten der Steuerspule in Henry,

q = den für die angenäherte Berechnung von L maßgebenden Spulenquerschnitt in cm², angenähert gleich dem Querschnitt der drehenden Substanz gleichgesetzt,

W = die Hochfrequenzwattleistung in Watt,

$\mathfrak{L} = \frac{\omega L}{\pi} \cdot \frac{I^2}{2}$ = die pro Sekunde leerschwingend umgesetzte Hochfrequenzkreisenergie in Watt,

δ = den Dämpfungsfaktor,
ϑ = das logarithmische Dekrement,
n = die sekundliche Schwingungszahl
ω = die Kreisfrequenz
R = den Ohmschen Widerstand
} des Hochfrequenzkreises.

Dann lautet nach vorstehender Bezeichnungsweise die Gleichung für den Faraday-Effekt:

$$\alpha = \Omega H l m = \Omega H A \tag{1}$$

Kombiniert man diese Gleichung mit der bekannten Beziehung für die magnetische Feldstärke einer Spule

$$H l = \frac{4\pi}{10} \cdot I z, \tag{2}$$

so erhält man

$$\alpha = \Omega H l m = \frac{4\pi}{10} \Omega I z m \tag{3}$$

und daraus die maximale Amperewindungszahl AW zu

$$I z = \frac{10}{4\pi} \cdot \frac{\alpha}{\Omega \cdot m}. \tag{4}$$

Es gilt ferner für jeden Schwingungskreis

$$\vartheta = \frac{\pi R}{\omega L} = \frac{R I^2}{\omega L I^2} = \frac{W}{\mathfrak{L}}. \tag{5}$$

Setzen wir in Gleichung (5) die Näherungsformel für den Selbstinduktionskoeffizienten der Steuerspule

$$L = \frac{4\pi q z^2}{l} \cdot 10^{-9} \text{ Henry} \tag{6}$$

ein, so erhalten wir die erforderliche Hochfrequenzwattleistung W, die von den Sprechströmen auszusteuern ist, zu

$$\left.\begin{aligned} W = \mathfrak{L} = \frac{\vartheta}{\pi} \cdot \omega L \cdot \frac{I^2}{2} = \frac{2\omega\vartheta q}{l} \cdot I^2 z^2 \cdot 10^{-9} = \\ = \frac{2\omega\vartheta q}{l} \cdot \left[\frac{\alpha}{4\pi\Omega m}\right]^2 \cdot 10^{-7} = \frac{\delta q \alpha^2}{4\pi m \Omega^2 A} \cdot 10^{-7} \text{Watt} \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

Die Polarisationsebene wird durch den gegenüber der Wattleistung um $\frac{1}{\vartheta}$ mal größeren leerschwingenden Kreisenergie-Austausch $\mathfrak{L}$ gesteuert. Dies wirkt also wie eine nach jeder Hinsicht hin ideale Empfindlichkeitserhöhung.

Überlegen wir schließlich, daß für jeden Lichtdurchgang durch die drehende Substanz ein bestimmter Substanzquerschnitt q' erforderlich ist, daß also $q' \cdot m$ gleich dem Gesamtquerschnitt der drehenden Substanz q gleich wird, so ergibt sich

$$W = \frac{\omega \vartheta q' \alpha^2}{8\pi^2 \Omega^2 \Lambda} \cdot 10^{-7} = \frac{\delta q' \alpha^2 \cdot 10^{-7}}{4\pi \Omega^2 \Lambda} \text{ Watt.} \tag{8}$$

Mit dieser Hochfrequenzwattleistung W ist das Relais auszustatten, damit die Polarisationsebene des Lichtes um maximal $\pm \alpha$ Winkelgrade gedreht wird. W entspricht daher im Sinne der drahtlosen Telephonie der akustisch zu beherrschenden Antennenwattleistung eines Senders.

Formel (8) gibt zunächst hinsichtlich der Spulengestalt volle Konstruktionsfreiheit, da in ihr lediglich der gesamte Lichtweg Λ, nicht hingegen die Zahl der durch Reflexionen erhaltenen Lichtdurchgänge m eine Rolle spielt. Da bei jeder Reflexion Lichtverlust auftritt, wird man die Zahl der Lichtdurchgänge nicht zu groß wählen. Am besten werden allerdings Reflexionen, da sie zu teilweiser elliptischer Polarisation führen, überhaupt vermieden, falls man diese Erscheinung nicht etwa für spezielle Korrektionszwecke, also etwa einer nicht gewünschten vollkommenen Auslöschung heranziehen will.

Soll nun das Lichtrelais ökonomisch gebaut sein, also mit möglichst kleiner Hochfrequenzwattleistung arbeiten, so wird man zunächst als drehende Substanz diejenige wählen, bei der $\Omega^2 \cdot \Lambda$ ein Maximum ist. Λ ist der gesamte Lichtweg. Dieser kann bei vorgegebener Lichtquelle um so größer werden, je weniger Licht auf dem Wege Λ durch Absorption verloren geht. Wird der Extinktionskoeffizient nach Bunsen als das Reziproke des Weges definiert, auf dem die einfallende Lichtstärke auf $^1/_{10}$ ihres Wertes absinkt, so wird die Substanz, bei der Ω^2, dividiert durch ihren Extinktionskoeffizienten ein Maximum darstellt, die günstigste. Praktisch kommen als drehende Substanzen nur die beiden weitaus wirksamsten, nämlich Faradaysches Glas und Schwefelkohlenstoff in Betracht.[1]) Letzterer, dessen Ω-Wert rund die Hälfte von Faradayschem Glas beträgt, wäre dann theoretisch

1) Für weißes Licht.

dem Glase gleichwertig, wenn er viermal so durchsichtig wäre als die Glaskomposition. Praktisch ist aber zu beachten, daß natürlich, falls die Überlegenheit von CS_2 nicht eine enorme ist, Glas mit seinen Vorteilen eines festen und unveränderlichen Körpers den Vorzug verdient. Auch darf nicht übersehen werden, daß eine Flüssigkeit in ein Gefäß gefaßt werden muß, wodurch optisch nicht ausnützbarer Spulenquerschnitt zuwächst, der die Empfindlichkeit der Anordnung herabsetzt. Auch ist Schwefelkohlenstoff nur bei sorgfältigster Herstellung und im völlig frischen Zustand vollkommen farblos und äußerst durchsichtig, aber selbst in Glas eingeschmolzen nach kurzer Zeit gelblich gefärbt bei wesentlich herabgesetzter Lichtdurchlässigkeit. Es verbleibt somit als beste drehende Substanz gegenwärtig Faradaysches Glas.

Die Zählerfaktoren der Gleichung (8) müssen natürlich so klein als nur möglich gewählt werden. q' klein zu halten, ist Sache einer geschickten optischen Anordnung[1]).

Die Größe des Dämpfungsfaktors hinsichtlich seines kleinsten zulässigen Wertes anzugeben, ist zahlenmäßig momentan nicht möglich, da keine Versuche vorliegen, wie weit das Senderdekrement herabgesetzt werden darf, soll der Kreis den Sprachschwingungen noch vollkommen folgen können. Doch lassen sich hierfür aus den gegenwärtigen Erfahrungen der drahtlosen Telephonie angenäherte Anhaltspunkte gewinnen. Es ist zunächst bekannt, daß die drahtlosen Telephonieempfänger ein bestimmtes Dekrement nicht unterschreiten dürfen, da sonst die Sprache nachhallt. Zu der erforderlichen Dekrementgröße im Empfangskreis kann man in ganz groben Zügen etwa folgendermaßen kommen: Verschiedene Untersuchungen machen es wahrscheinlich, daß in der menschlichen Sprache noch 5000 Perioden pro Sekunde als die Klangfarbe charakterisierende Obertöne enthalten sind. Es muß daher der Empfangskreis so stark gedämpft sein, daß er diese höchste noch wichtige Frequenz verzerrungsfrei wiedergibt. Denken wir uns die Trägerfrequenz des Empfängers auf 5000 Schwingungen pro Sekunde herabgedrückt und soll nun diese Trägerfrequenz die ihr aufgedrückte gleich hohe Frequenz noch richtig wiedergeben, so muß für diese Frequenz der Schwingungskreis aperiodisch gedämpft sein, also der Dämpfungsfaktor δ den Wert ω für $n = 5000$ besitzen. Daraus erhalten wir δ mit dem Wert $\pi \cdot 10^4 \text{ sec}^{-1}$. Andererseits ist klar, daß diese Größe nunmehr eine physiologische Konstante darstellt.

1) Eine gut durchdachte Optik findet sich im D. R. P. von Stephan. Siehe l. c.

Denn berechnen wir für irgendeine Trägerfrequenz aus ihr für diese das zulässige Dekrement, also den kritischen Wert, bei dem noch keinerlei Nachhall auftritt, so kann bei Verdopplung der Trägerfrequenz das Dekrement dieses Kreises auf den halben Betrag herabgesetzt werden. Denn dann braucht der Kreis genau die gleiche Zeit wie früher bei halber Trägerfrequenz, um auf den gleichen Betrag abzuklingen. Vergleichen wir diese rohen theoretischen Überlegungen mit Erfahrungszahlen der Praxis hinsichtlich des Dämpfungsfaktors, so ist bekannt, daß ein Empfangskreis mit Welle 1000 Meter und einem logarithmischen Dekrement von 0,1 noch tadellos die Sprache empfängt. Daraus errechnet sich der Dämpfungsfaktor zu $3 \cdot 10^4$ sec^{-1}. Dies ist aber praktisch die gleiche Zahl, die der spekulative Weg ergab. Wir können daher umgekehrt nunmehr auch sagen, daß 5000 Schwingungen pro Sekunde in der menschlichen Sprache auf Grund der gewonnenen Erfahrungstatsachen mit dem Dämpfungsfaktor in der drahtlosen Telephonie für eine gute Wiedergabe noch von Wichtigkeit sind, jedoch höhere Frequenzen als diese keinen dominierenden Einfluß mehr haben. Dies gilt natürlich nur für die mit den gegenwärtigen Empfangstelephonen erzielbare Reinheit der Sprachwiedergabe, die allerdings gerade bei der Hochfrequenztelephonie als vorzüglich bezeichnet werden muß. Es ist jedoch damit keineswegs gesagt, daß nicht wesentlich verbesserte Telephone eine noch klarere Reproduktion erzielen lassen, für die dann auch noch höher liegende Frequenzen maßgebend sein können.

Die bisherigen Überlegungen über den Dämpfungsfaktor gelten lediglich für Empfänger. Ganz anders liegen die Verhältnisse bei den stark zwangläufig gesteuerten Sendern. Hier zeigen Beispiele aus der Praxis, daß ein Spulensender für Welle 1000 Meter bei einem Dekrement von $^1/_{100}$ noch sehr guten Sprachempfang in einem wie früher gedämpften Empfänger liefert. Ob die Daten des angeführten Senderbeispieles bereits den erreichbaren unteren Wert für den Dämpfungsfaktor darstellen, muß erst untersucht werden. Bisher hat dieses Problem in keiner Weise interessiert, da ja bei drahtlosen Telephoniesendern stets eine Strahlungsdämpfung vorhanden sein muß, und es nirgends darauf ankam, das Dekrement zu einem akustisch zulässigen Minimum zu machen. Voraussichtlich wird bei geeigneter Wahl der zwangläufigen Steuerung der Energie der Wert des Dämpfungsfaktors noch weiter herabgesetzt werden können. Wir werden daher wohl keinen zu kleinen Wert annehmen, wenn wir δ entsprechend dem angeführten Senderbeispiel $\pi \cdot 10^3$ sec^{-1} setzen.

Die letzte Frage, die noch zu beantworten bleibt, um mit Hilfe

der Formel (8) zu einem zahlenmäßigen Ansatz zu kommen, ist die nach der erforderlichen und zulässigen Größe des Drehungswinkels der Polarisationsebene. Nachdem es sich bei dem Lichtaustritt aus dem Analysator um eine Lichtkomponente handelt, darf der Drehungswinkel aus Gründen der zu wahrenden Proportionalität nur so groß gewählt werden, als Bogen und Sinus sich praktisch voneinander nicht unterscheiden, was einen maximal zulässigen Drehungswinkel von rund 5^0 liefert. Nachdem mit der Größe dieses Winkels die notwendige Lichtstärke der Lichtquelle sinkt, die die geforderte maximal zu erzielende Schwärzung leisten kann, wird man diesen zulässigen Drehungswinkel nicht ohne Grund unterschreiten. Außerdem stellt er den maximal verfügbaren Meßbereich dar, so daß auch aus diesem Grunde der maximal zulässige Winkel von 5^0 auch der erforderliche wird, um die Bedingung 2 für ein exakt arbeitendes Lichtrelais hinsichtlich eines genügenden Meßbereiches zu erfüllen.

Wählen wir also den Drehungswinkel maximal 5^0, als drehende Substanz Faradaysches Glas mit einem Wert der Verdetschen Konstanten auf Winkelgrade, bezogen von $\Omega = 1{,}48 \cdot 10^{-3}$ cm$^{-1/2}$, g$^{-1/2}$, sec,[1]) ferner den gesamten Lichtweg im Glas zu 15 cm, den Wert des Dämpfungsfaktors zu $\pi \cdot 10^3$ sec^{-1}, endlich $q' = {}^1/_2$ cm^2, so liefert die Gleichung (8) die Hochfrequenzwattleistung

$$W = 10 \text{ Watt.}$$

Um 10 Watt Hochfrequenzleistung voll auszusteuern, genügt eine Steuerleistung von rund 0,1 Watt. Die normalen in der drahtlosen Telephonie benützten Mikrophone ergeben eine Leistung von rund 0,15 Watt, so daß, wenn man etwa rund 30% Sprechtransformatorverluste abrechnet, mit der Leistung eines Mikrophones der Gesamtmeßbereich des Lichtrelais beherrscht werden kann. Damit soll natürlich nicht gesagt werden, daß man zur Umformung der akustischen in elektrische Leistung am zweckmäßigsten ein Mikrophon verwendet, da bei diesem Umformungselement leicht unerwünschte Nebengeräusche auftreten und überdies ein Mikrophon gegen Bodenschall sorgfältig isoliert werden muß, was nicht immer leicht durchführbar ist, zumal die Apparatur für Aufnahmezwecke von Sprechfilmen zuweilen auch einem rauheren Betrieb gewachsen sein muß. Insolange keine Energieumformungsapparate vorliegen, die ohne Verwendung einer Membran arbeiten und dabei, was „wesentlich wichtig“ ist, ausreichende Empfind-

1) Für Na-Licht. Steinsalz als drehende Substanz und ultraviolettes Licht (Kadmiumlinien) gibt ein rund 10 mal größeres Ω^2 als Faradaysches Glas bei Natriumlicht. Phys. Ztschr. IX, S. 430, 1908.

lichkeit besitzen, wird man mit den für den praktischen Betrieb viel geeigneteren Telephonkonstruktionen[1]) die Akustik in Elektrizität umsetzen, was gegenüber der Anwendung von Mikrophonen zur Erzielung gleicher Leistung eine rund 10fache Verstärkung erfordert.

Die obenerwähnte Leistung von $^1/_{10}$ Watt bringt man allerdings aus einem Mikrophon nur bei direktem Besprechen heraus. Für Sprechfilmaufnahmezwecke muß man aber mit einem Abstand von 4—5 Meter des Sprechenden vom Telephon rechnen. Diese dadurch verursachte Empfindlichkeitsabnahme muß durch Verstärkung ersetzt werden, die leider bei keinem der heute bekannten Energieumformungselementen umgangen werden kann. Sie dürfte sich jedoch für das vorliegende Lichtrelais, falls man ein besonders empfindliches Verfahren zur Steuerung der Hochfrequenz heranzieht, in durchaus bescheidenen Grenzen halten, die für die Sprachgüte noch keine nachteiligen Folgen zeitigen. Es sei hier bloß das in Amerika viel gebrauchte und in Deutschland von L. Kühn[2]) angegebene Hochfrequenztelephonieverfahren erwähnt, bei dem man beispielsweise mit einer von außen zugeführten Steuerleistung von bloß 0,07 Watt bei einem Wirkungsgrad der Röhrenhochfrequenzerzeugung von $60^0/_0$ in der Antenne rund 450 Watt kontrollieren kann. Daraus ist ersichtlich, daß man mit einer wohl zulässigen Verstärkung in der Lage ist, das Lichtrelais voll auszusteuern, daß es also auch den ersten Teil der Bedingung 2 erfüllt.

Natürlich könnte man bei Einschränkung des Meßbereiches die Empfindlichkeit noch steigern. Reduziert man den maximalen Drehwinkel auf ein Drittel, so genügt bereits eine Hochfrequenzleistung von einem Watt, die akustisch gesteuert werden muß. In diesem Falle wäre natürlich die Stärke der Lichtquelle zu verdreifachen, wenn die Forderung nach voller Ausnützung des linearen Gradationsbereiches nicht verletzt werden soll. Eine solche Herabsetzung des Meßbereiches käme nur dann in Betracht, falls sich zeigen sollte, daß die erforderliche Verstärkung bei maximalem Ablenkungswinkel von 5^0 der Sprache bereits schaden sollte, was aber kaum zu erwarten ist. Auf alle Fälle ist die Sache so einzurichten, daß unter keinen Umständen auf den Film Geräusche infolge der Verstärkerwirkung aufgeschrieben werden, die sich letzten Endes bei der Reproduktion störend bemerkbar machen. Denn die Photographie von einer störenden Geräuschfixierung frei zu halten, muß als „oberster“

---

1) Sie haben auch begründete Aussicht auf die Erreichung exakter Vollkommenheit.

2) L. Kühn, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 18, S. 419, 1921.

Grundsatz für einen brauchbaren Sprechfilm aufgestellt werden. Die Beachtung dieses Punktes ist wichtiger als eine vollkommen verzerrungsfreie Sprachwiedergabe. Dies hat auch zur Folge, daß man große Sorgfalt darauf verwenden muß, die erforderliche Reproduktionsverstärkung so klein als nur möglich zu halten. Nur so kann man Geräusche, die für die Verständlichkeit der Sprache wesentlich störender sind als ihre nicht ganz richtige Wiedergabe, niederhalten. Es erscheinen daher von dieser Tatsache aus betrachtet, gute kompensierte Selenzellen oder Antimonitzellen, trotzdem sie die Sprache etwas verzerren, der völlig verzerrungsfrei arbeitenden lichtelektrischen Zelle mit ihrer geringeren Leistungsfähigkeit überlegen zu sein.

Was die optische Wirkung betrifft, so ist zu beachten, daß die Frequenz der Hochfrequenzschwingung am Film verdoppelt wird. Denn das bei nicht vorhandenem Magnetfeld auf Dunkelheit eingestellte Gesichtsfeld wird in beiden Schwingungsphasen aufgehellt. Diese Gleichrichterwirkung der Anordnung hat den Vorteil, daß beide Beleuchtungshalbwellen wirksam sind, also das gesamte Licht ausgenützt wird. Ferner läßt sich diese Tatsache eventuell auch noch in folgender Weise für die Praxis verwenden: Man wählt die Hochfrequenz so, daß sie gerade noch hörbar ist; der den Kurbelkasten Bedienende kann dann, ohne für den praktischen Gebrauch empfindliche Meßinstrumente ablesen zu müssen, mit seinem Ohr das Arbeiten des Kreises feststellen.

Die bereits erwähnte Verdopplung der Trägerfrequenz auf den Film verlangt eine einmalige genaue Einstellung der Polarisationsapparatur auf die Kreuzstellung bei nicht arbeitendem Schwingungskreis, damit die Symmetrie in den beiden Halbwellen der Beleuchtung gewahrt bleibt, da sonst die Sprache falsch abgetastet würde. Als Polarisatoren kommen aus optischen Ökonomiegründen nur solche mit geraden Endflächen in Betracht und davon wegen des axialen Strahlenganges am besten Typen, die den ordentlichen Strahl durchlassen, z. B. Feussnersche Prismen[1]). Um unnötige Erwärmung zu vermeiden, empfiehlt es sich, die nicht verwendete Lichtkomponente nicht durch Absorption im Polarisator unschädlich zu machen, sondern ihr an geeigneter Stelle den Austritt zu ermöglichen, wie die beispielsweise bei der Konstruktion von Ignatowsky[2]) der Fall ist. Auch wird es sich für die Abbildungsschärfe der Lichtlinie auf den Film nach Woodrow[3]) empfehlen, die Polarisationsebene so zu orientieren,

---

1) K. Feussner, Ztschr. f. Instrumentenk. **4**, S. 47, 1884.
2) W. v. Ignatowsky, Ztschr. f. Instrumentenk. **30**, S. 217, 1910.
3) W. Woodrow, Phys. Rev. (2) **19**, S. 259, 1922.

daß die elektrische Schwingung parallel zur Länge der Lichtlinie stattfindet.

Es wurde als dritte notwendige Bedingung für ein exakt arbeitendes Lichtrelais gefordert, daß bei voller Aussteuerung der gesamte lineare Gradationsbereich des photographischen Materiales ausgenützt werden muß. Dieser Bereich erstreckt sich bei normalem Filmmaterial über rund 100 Sekundenmeterkerzen. Daraus können wir nun ganz roh für das Hochfrequenzlichtrelais die erforderliche Lichtstärke berechnen. Zunächst ist zu beachten, daß unsere Expositionszeit $^1/_{15000}$ Sekunden beträgt, also eine Beleuchtungsstärke von $1 \cdot 5 \cdot 10^6$ Lux (genauer Phot) vorhanden sein muß. Denken wir uns nun in einer Entfernung von 10 cm von der Lichtquelle daselbst auf eine Höhe von 10 cm das Licht zusammengefaßt und schließlich auf ein $^1/_{50}$ mm breites Band konzentriert, so erhalten wir die erforderliche Stärke der Lichtquelle zu rund 3 Hefnerkerzen aktinischer Wirksamkeit. Nun sind aber noch diverse Verluste in Rechnung zu setzen. Zunächst geht durch die Polarisation die Hälfte des Lichtes als unbenützte Komponente verloren. Außerdem tritt von dem dem Polarisator entnommenen Licht aus dem Analysator bei 5^0 Drehungswinkel bloß rund $^1/_{10}$ tatsächlich aus; es muß demnach die Lichtstärke auf 60 HK. erhöht werden. Endlich ist noch der Absorptions- und Reflexionsverlust in der Optik zu berücksichtigen. Hier ergibt sich bekanntlich bei jedem senkrechten Übergang von Luft in Glas ein rund $4^0/_0$iger Lichtverlust durch Reflexion. Die Absorption hingegen ist gering und wir werden sie sicherlich genügend berücksichtigen, wenn wir einfach für jeden Übergang bei Mediumwechsel mit einem Gesamtlichtverlust von $10^0/_0$ rechnen. Veranschlagen wir die Zahl dieser Übergänge hoch gegriffen auf 10, so benötigen wir eine Lichtquelle mit $60 \cdot \left(\frac{10}{9}\right)^{10} \doteq 180$ HK. Wird als Lichtquelle eine Metallfadenlampe verwendet, deren aktinische Wirksamkeit die einer Normalhefnerkerze rund um das Vierfache übertrifft und betrachten wir diesen Faktor als Sicherheitskoeffizient, so finden wir mit einer 200kerzigen Metallfadenlampe das Auslangen. Es ist somit, und das sollte hauptsächlich durch diese rohe Berechnung gezeigt werden, keine Bogenlampe notwendig, was wohl eine grobe Komplikation darstellen würde. Somit stößt die Erfüllung der Bedingung 3 auch nach dieser Richtung auf kein praktisches Hindernis.

Schließlich bleibt noch ein Punkt zu besprechen übrig. Die Hoch-

---

1) J. M. Eder, Ein neues Graukeil-Photometer, 1920, Verlag W. Knapp.

frequenzschwingung dreht die Polarisationsebene immer durch die Nulllage hindurch; dadurch kommen wir fortwährend in das Gebiet der Unterexposition, falls in der Nullage völliges Auslöschen erfolgt. Dies hat so lange an sich keine Bedeutung, als die durch die Sprache gesteuerte Hochfrequenz-Amplitude nicht innerhalb des Unterexpositionsgebietes Sprachtonungen festzuhalten hat. Tritt dies jedoch ein, so würden wegen der in diesem Bereich fehlenden Schwärzungsproportionalität notwendigerweise Sprachverzerrungen auftreten, beziehungsweise überhaupt keine Tonungen mehr erfolgen. Wählen wir normales Filmmaterial, so hat dieses eine Empfindlichkeit von rund 70—80° Eder-Hecht[1]), so daß bei einer Sekundenmeterkerze sicherlich bereits eine im linearen Teil liegende Schwärzung erreicht wird. Dieser hoch gegriffene Wert beträgt 1 % der höchsten zulässigen Schwärzung von etwa 100 S.M.K. Damit also keine Fehler innerhalb des kritischen Wertes von rund 1 S.M.K. auftreten, haben wir die Anordnung so zu treffen, daß der Schwingungskreis von der akustischen Steuerenergie nicht unterhalb dieses kritischen Wertes herabgesteuert wird, was praktisch keine Einbuße im Meßbereich bedeutet. Jedenfalls ist aber diese Sache zu beachten.

Man könnte das Gebiet der Unterexposition natürlich auch auf die Art ausschalten, daß man für eine konstante Zusatzbelichtung sorgt, die das Unterexpositionsgebiet — aber auch nur dieses — für Tonungszwecke ausschaltet, was keinerlei technische Schwierigkeit bereitet.

Ein Weg, obwohl er auf den ersten Blick als der einfachste erscheint, ist nicht gangbar, nämlich die Polarisatoren so gegeneinander zu verdrehen, daß nie völliges Auslöschen stattfindet, sondern die für die Unterexpositionsvermeidung erforderliche Beleuchtungsstärke als konstanter Zusatz dauernd bestehen bleibt. Denn um diesen Effekt zu erreichen, müßte der eine Nicol um den hierfür erforderlichen Zusatzwinkel plus 5° verdreht werden; dann würde tatsächlich bei voller Aussteuerung die durch den Zusatzwinkel geschaffene konstante Komponente der Beleuchtung übrig bleiben. Von dieser neuen Nullstellung aus betrachtet, würden aber die Beleuchtungsstärken in den beiden Halbwellen ungleich groß, da in dem einen Drehsinn der Winkel mehr als 10° betrüge, also einen Wert, bei dem zwischen Bogen und Sinus keine Gleichheit mehr herrscht; da beide Phasen für die Sprachaufzeichnung Verwendung finden, würde durch diese Unsymmetrie um die neue Nullage die Sprache vollkommen verwirrt. Dieser Weg ist somit nicht gangbar, wohl aber könnte man daran denken, die durch

metallische Reflexion auftretende teilweise elliptische Polarisation zur Gewinnung der Zusatzbelichtung heranzuziehen.

Die endgültigen Konstruktionsgesichtspunkte für das neue Hochfrequenzrelais sind somit folgende: Je stärker man die Relaislichtquelle wählt, um so länger darf der Lichtweg in der drehenden Substanz werden und um so kleiner wird damit die akustisch zu beherrschende Hochfrequenzwattleistung, also auch die aufzubringende akustische Leistung selbst. Die Empfindlichkeit des Relais liegt also dort, wo sie tatsächlich liegen soll, nämlich in der Lichtstärke.

In der Praxis wird man zwischen allen in Betracht kommenden Faktoren ein zweckmäßiges Kompromiß schließen, das sich aber der dominierenden Forderung, mit möglichst kleiner Verstärkung überall durchzukommen, unbedingt unterzuordnen hat.

Zusammenfassung.

Es werden die bisher bekannt gewordenen Vorschläge zur Gewinnung eines Lichtrelais für Sprechfilmzwecke kritisch untersucht und auf ihren Wert geprüft. Ferner werden die für ein vollkommen exakt arbeitendes Lichtrelais notwendigen Bedingungen formuliert und endlich ein vom Verfasser angegebenes neues Hochfrequenzlichtrelais an Hand der aufgestellten Forderungen beschrieben und gezeigt, daß es die gestellten Bedingungen durchwegs erfüllt.

Quantitative Messung der Beeinflussung von Telephonie-Sendern.

Von **E. Geissler.**

(Mitteilung aus den Laboratorien der Dr. E. F. Huth-G. m. b. H.)

Vortrag vom Naturforschertag Leipzig 1922[1]).

Bei allen bisher bekannten Sendern für drahtlose Telephonie war es im allgemeinen üblich, als Charakteristikum die Größe ihrer Antennenleistung anzugeben. Es drängte sich aber der Fachwelt schon seit langem die Frage auf, wie man neben dieser Leistungsangabe auch noch den Grad der telephonischen Beeinflussung festlegen, d. h. ein Maß dafür schaffen könnte, in welchem Grade die Antennenenergie bzw. der Antennenstrom rhythmisch beeinflußt wird.

1) Siehe auch das Referat Jahrbuch **20**, S. 256, 1922.

Bei den älteren Telephoniesystemen wie Poulsen-Sender, Funkensender mit rascher Funkenfolge, Hochfrequenzmaschinen-Sender war es sehr schwer, ein geeignetes Maß für die Beeinflussung zu finden, vor allem deswegen, weil fast alle diese Sendersysteme eine unsymmetrische Beeinflussung aufweisen. Man denke z. B. an den Poulsen-Sender mit einem an die Antenne geschalteten Mikrophon. Da bekanntlich die Widerstandsänderungen des Mikrophons beim Besprechen nicht symmetrisch erfolgen, sondern der Widerstand sich nach größeren Werten hin stärker ändert als nach dem Nullwert, so ist klar, daß auch die Stromschwankungen der Antenne nach kleineren Stromwerten größer sein müssen als nach obenhin. Auch von den in der neueren Zeit bekannt gewordenen Schaltungen von Röhrentelephonie-Sendern arbeiten

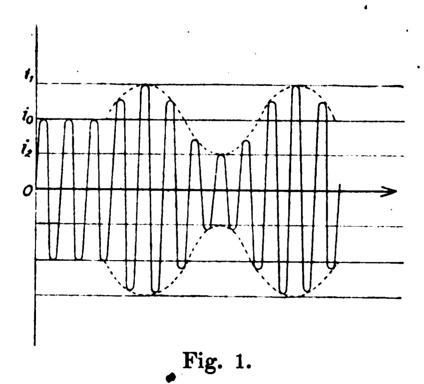


Fig. 1.

eine große Zahl mit unsymmetrischer Beeinflussung. Erst die 1916 zuerst in Amerika und unabhängig davon 1918 von der Firma Huth angewandte Telephonieschaltung weist eine symmetrische Beeinflussung des Antennenstromes auf. Die Schaltung arbeitet bekanntlich so, daß der dem Sender zugeführte Gleichstrom im telephonischen Rhythmus moduliert wird.

Sei z. B. in Fig. 1 i_0 die Maximalamplitude des Hochfrequenzstromes in der Antenne im unbesprochenen, d. h. nicht beeinflußten Zustande. Wird der Sender nun telephonisch beeinflußt und zwar nehme ich den einfachsten Fall der Beeinflussung durch einen rein musikalischen Ton, d. h. durch eine reine sinusförmige Schallschwingung an, dann schwankt die Amplitude des Hochfrequenzstromes um den Mittelwert i_0 herum nach oben und unten um gleiche Beträge und zwar kann man setzen den Maximalwert $i_1 = i_0 (1 + b)$ und den

Minimalwert $i_2 = i_0 (1 - b)$, so daß sich also das in der Figur dargestellte Bild ergibt.

Es ist klar, daß eine reine Wiedergabe des Tones nur dann möglich ist, wenn diese Symmetrie gewahrt ist.

Fig. 2 zeigt die Verzerrungen der Tonkurve bei unsymmetrischer Antennenstrombeeinflussung.

Im oberen Teil der Figur sind immer die Umhüllenden des Antennenhochfrequenzstromes, darunter die diesen entsprechenden Ton-

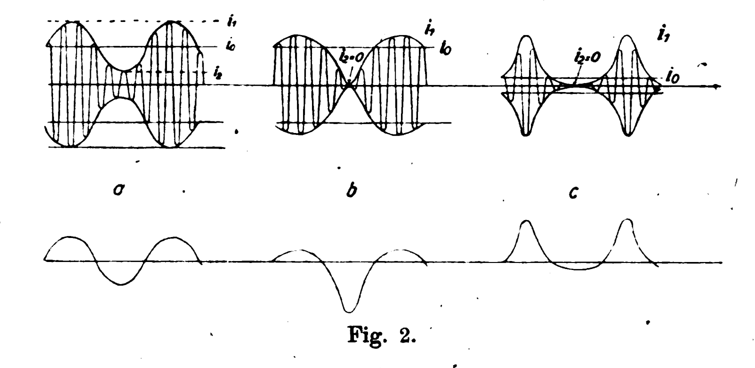


Fig. 2.

kurven im Empfänger gezeichnet. Fig. 2a gibt den erwähnten Fall der symmetrischen Beeinflussung wieder, hier ergibt sich im Empfänger genau ein Abbild der beeinflussenden Tonkurven.

In Fig. 2b hätte man es mit einem Sender zu tun, der eine Steigerung des Antennenstromes kaum, sondern nur eine starke Abnahme an Null heran zuläßt, während Fig. 2c einem Sender entspricht, der nach der sog. Nullstrommethode arbeitet, d. h. bei dem der Antennenstrom im unbeeinflußten Zustand praktisch Null ist, wobei also Schwankungen nach unten kaum, dagegen größere nach oben hin möglich sind.

In den beiden letzten Fällen kann von einer reinen Tonwidergabe keine Rede mehr sein, denn es treten zu dem Grundton ganz erhebliche Obertöne hinzu. Da nun gerade die Träger der Sprache, die Vokale, alle einen mehr oder weniger sinusförmigen Charakter haben, so wird bei Beeinflussung mit Sprache die Wiedergabe der Sprache in Fällen unsymmetrischer Beeinflussung verzerrt und unrein sein, im Extremfalle wird die Sprache unverständlich werden. Sender mit unsymmetrischer Beeinflussung können also unmöglich eine reine Sprachwiedergabe gewährleisten. Ich beschränke mich daher im fol-

genden, auf Sender mit der anfangs erwähnten symmetrischen Beeinflussung.

Die oben eingeführte Konstante b stellt den sogen. Beeinflussungsfaktor dar, und zwar ist

$$b = \frac{i_1 - i_0}{i_0} = \frac{i_0 - i_2}{i_0}$$

unter der Voraussetzung, daß die Beeinflussung absolut gleich nach oben und unten ist. Da das natürlich streng selten erfüllt sein wird, empfiehlt es sich als Maß des Beeinflussungsgrades den Faktor b als Mittelwert aus den beiden obigen Werten zu definieren:

$$b = \frac{1}{2}\left\{\frac{i_1 - i_0}{i_0} + \frac{i_0 - i_2}{i_0}\right\} = \frac{i_1 - i_2}{2\, i_0}$$

d. h. also als den Quotienten aus der halben Differenz der Maximal- und Minimalamplitude und der mittleren Amplitude i_0 —.

Wie im einzelnen das symmetrische Arbeiten des Telephoniesenders nach Kühn-Huth erreicht wird, d. h. wie man erzielt, daß zwischen der beeinflussenden Wechselspannung und den Schwankungen des Antennenstromes Proportionalität besteht, darauf einzugehen, würde hier zu weit führen. Ich verweise dieserhalb auf die Arbeit von L. Kühn (Jahrbuch, Band 18, S. 6) und auf eine demnächst von mir erscheinende Arbeit, die sich gerade mit diesem Gebiet eingehend befassen wird.

Ich möchte hier noch auf einen Irrtum aufmerksam machen, zu dem man leicht durch die Forderung der symmetrischen Beeinflussung verleitet werden kann. Auch bei vollkommen symmetrischer Beeinflussung bleibt der Mittelwert des Antennenstromes nicht konstant, sondern muß steigen, wenn man, was die Regel sein dürfte, als Antennenstromzeiger ein integrierendes Instrument (Hitzdrahtzeiger) verwendet. Das folgt aus nachstehender rechnerischen Überlegung:

Der unbeeinflußte Antennenstrom hat die Form

$$J(t)_0 = i_0 \sin \omega t$$

also ist die Leistung des Senders im unbesprochenen Zustand

$$L_0 = \frac{R}{2\pi}\int_0^{2\pi} i_0^{\,2} \cdot \sin^2 \omega t \, d t = \frac{R \cdot i_0^{\,2}}{2}$$

wobei R der Dämpfungswiderstand der Antenne ist. Bei einer sinusförmigen Beeinflussung mit dem Grad b ist dagegen der Antennenstrom:

$$J(t)_1 = i_0 \sin \omega t (1 + b \sin \nu t)$$

d. h. die Leistung

$$L_1 = \frac{R}{2\pi} \int_0^{2\pi} i_0^2 \sin^2 \omega t (1 + b \sin \nu t)^2 \, dt$$

$$= \frac{R \cdot i_0^2}{2} \left(1 + \frac{b^2}{2}\right) = L_0 \left(1 + \frac{b^2}{2}\right)$$

d. h. also die vom Antenneninstrnment angezeigten Integralwerte des Antennenstromes verhalten sich wie

$$J_1 : J_0 = \sqrt{1 + \frac{b^2}{2}}$$

Für den Fall der größtmöglichsten Beeinflussung $b = 1$ wird $J_1 : J_0 = 1{,}22$, d. h. der Antennenstrom steigt um 22 %.

Für $b = 0{,}8$ wird diese Steigerung 15 % und für $b = 0{,}5$ 6 %.

Daß in praxi diese Werte selten erreicht werden, liegt einmal daran, daß die Beeinflussung doch nicht absolut symmetrisch ist, sondern meist nach obenhin etwas schwächer ist, als nach unten und zweitens daran, daß der zugeführte Gleichstrom doch nicht absolut konstant ist, sondern meist etwas abfällt.

Die Schwankungen der Antennenleistung sind selbstverständlich bei symmetrischer Strombeeinflussung nicht symmetrisch, sondern sind nach obenhin bedeutend stärker, als nach unten. Nehmen wir z. B. an, wir hätten es mit einer Beeinflussung von 100 % zu tun, d. h. die Antennenstromamplitude fällt von i_0 praktisch auf $i_2 = 0$ ab und steigt nach oben auf $i_1 = 2 i_0$ an. Dann sind die entsprechenden Momentanleistungen

$$L_0 = \frac{R i_0^2}{2}, \quad L_2 = 0, \quad L_1 = 2 R i_0^2 = 4 L_0$$

man sieht also, daß die Leistung in diesem Falle auf den vierfachen Wert ansteigt (vgl. die oben erwähnte Arbeit von L. Kühn).

Eine Einführung des oben definierten Beeinflussungsfaktors in die Praxis ist natürlich nur möglich, wenn es gelingt, Methoden zu finden, die es gestatten, diesen Beeinflussungsfaktor auf möglichst einfache Weise experimentell und prüffeldmäßig zu bestimmen.

Im folgenden sollen daher einige Methoden mitgeteilt werden, die in den Laboratorien der Firma Huth praktisch durchgebildet worden sind, teilweise in Anlehnung an bekannte Verfahren.

Zuerst will ich eine Methode erwähnen, die ich als die statische

bezeichnen möchte, weil sie darauf beruht, die beim Sender im Betriebszustand stetig ineinander übergehenden Vorgänge einzeln für sich zu stabilisieren und zu messen. Will man z. B. an einem Telephoniesender nach der bekannten Schaltung mit stabilisierter Gleichstromzufuhr den Beeinflussungsgrad messen, so hätte man folgende Meßreihen aufzunehmen:

Bei verschiedenen Gitterpotentialen der Sprechröhre bzw. der ihr noch vorgeschalteten Vorverstärkerröhre (innerhalb der im Betrieb vorkommenden Grenzen der verwendeten Sprechwechselpotentiale) mißt man die jeweiligen Antennenströme, wobei nur darauf zu achten ist, daß der zugeführte Gleichstrom, der ja im Betrieb durch die Stabilisierungsdrossel konstant gehalten wird, auch bei dieser Meßreihe ein

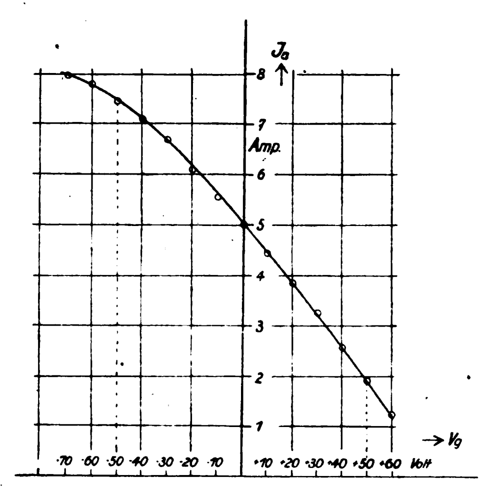


Fig. 3.

und denselben konstanten Wert behält. Fig. 3 zeigt eine so ausgeführte Messung an einem 250-Watt-Sender. Man sieht, daß die Änderungen des Antennenstroms J_A praktisch proportional sind mit den Änderungen des Gitterpotentials V_g der Sprechröhre. Da wo der Antennenstrom anfängt, sich dem konstanten Endwert zu nähern, ist das Gitterpotential an der Sprechröhre bereits so negativ, daß die Röhre nichts mehr aufnimmt, also eine Vermehrung des Potentials keinen Erfolg mehr hat. Aus dieser Kurve ist ohne weiteres der Beeinflussungsfaktor abzulesen. Bei einer Änderung des Gitterpotentials um 50 Volt, also einer Wechselspannung von 35 $\text{Volt}_{\text{eff.}}$ am Gitter, sind die Maximal-

und Minimalströme $J_1 = 7{,}4$, $J_2 = 1\,8$, also ist nach der Definition $b = \frac{J_1 - J_2}{2 J_0} = 56\,\%$.

Eine zweite Methode, den Beeinflussungsgrad zu messen, die allerdings nur gestattet, die Änderung des Antennenstromes nach oben hin zu messen, beruht auf folgendem (Fig. 4):

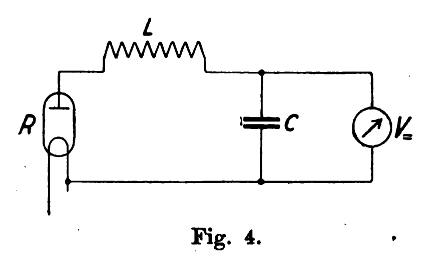


Fig. 4.

Die in der mit der Antenne induktiv gekoppelten Spule L induzierte Hochfrequenzspannung wird durch die Ventilröhre R gleichgerichtet und ladet den Kondensator C auf, dessen Ladespannung an dem elektrostatischen Voltmeter V gemessen wird. Diese Spannung ist linear proportional der jeweiligen Maximalamplitude des Antennenstromes. Sei E_0 die im unbesprochenen Zustand des Senders sich

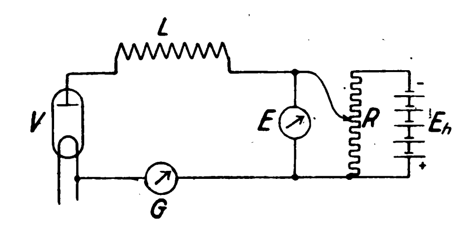


Fig. 5.

einstellende Spannung, die also i_0 entspricht, und E_1 die sich bei Beeinflussung ergebende, also i_1 entsprechende, so ist da

$$E_0 : E_1 = i_0 : i_1$$

$$b = \frac{i_1 - i_0}{i_0} = \frac{E_1 - E_0}{E_0}$$

Eine weitere Methode beruht ebenfalls auf der Ventileigenschaft der Hochvakuumröhre (Fig. 5):

In dem Anodenkreis der Ventilröhre R fließt normalerweise kein Strom, da der negative Pol der Batterie E_h an der Anode liegt.

Erst wenn die Maximalamplituden der in der Spule L induzierten Hochfrequenzspannung größer sind als die am Voltmeter abgelesene Spannung E, zeigt das Galvanometer G einen Ausschlag. Es lassen sich also auch hier die jeweiligen Maximalamplituden der Hochfrequenz messen, also ist auch hier wieder

$$b = \frac{E_1 - E_0}{E_0}$$

Zum Schluß will ich noch eine Methode erläutern, die am schnellsten und einfachsten den Beeinflussungsfaktor zu messen gestattet (Fig. 6).

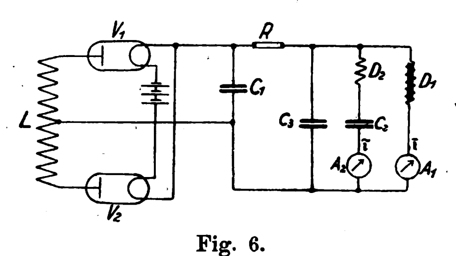


Fig. 6.

Die Spule L wird mit dem Antennenkreis induktiv gekoppelt. Die induzierte Hochfrequenzspannung wird durch die beiden Ventilröhren V_1 und V_2 in der üblichen Gleichrichterschaltung gleichgerichtet. Unter der Voraussetzung, daß die gleichgerichtete Spannung der Hochfrequenzspannung proportional ist (was aber lediglich eine Frage der Röhrendimensionierungen ist), entsteht an dem Kondensator C_1 eine E.M.K., die direkt proportional ist dem jeweiligen Antennenstrom und die ihrerseits in dem Stromkreis: Widerstand R, Meßkreis D_2, C_2, A_2 bzw. D_1, A_1 einen Strom erzeugt, der ebenfalls dem Antennenstrom proportional ist, sobald nur — und das ist wesentlich — der Widerstand R groß genug ist gegen die Scheinwiderstände der Meßkreise, d. h. sobald der Stromkreis praktisch von der Frequenz unabhängig ist. Durch die Drossel D_1 bzw. den Kondensator C_2 wird dieser Strom in einen Gleichstrom J_0 und eine Wechselstromkomponente J_1 getrennt, von denen der erstere der Antennen-Mittelamplitude i_0, der Wechselstrom dagegen den Amplitudenschwankungen zwischen i_1 und i_2 entspricht. Nach Definition ist also der zu messende Beeinflussungsgrad

$$b = \frac{J_1 \sqrt{2}}{J_0}$$

Der Kondensator C_3 und die Drossel D_2 dienen noch zur genaueren Abgleichung der Anordnung.

Je nach dem Verwendungsbereich lassen sich die Kondensatoren und Drosseln so berechnen, daß die Meßfehler praktisch zu vernachlässigen sind. So ist z. B. bei einer praktisch ausgeführten Apparatur bis zu Wellenlängen von etwa 10000 m und für Beeinflussungsfrequenzen von 500 bis herauf zu 4000 Perioden pro Sekunde der größte Fehler nur 5 %, bei Berücksichtigung nachstehender Tabelle lassen sich die jeweiligen Meßfehler genau berechnen und auch der Anwendungsbereich noch erheblich vergrößern.

Fehlertabelle.

ν Perioden/sec	Fehler in A_2		λ	Fehler in A_2
	F_1	F_2	m	F_3
80	− 34 %	+ 0 %	750	+ 0 %
160	− 14 %	+ 0 %	1 500	+ 0 %
500	− 4 %	+ 0 %	4 000	+ 0,5 %
1 000	− 3 %	+ 0 %	7 500	+ 2 %
2 000	− 2,6 %	− 0,8 %	15 000	+ 8 %
4 000	− 2,5 %	− 3,1 %	40 000	+ 33 %
8 000	− 2,4 %	−11 %		
16 000	− 2,4 %	−33 %		

F_1 kommt daher, daß ein Teil der Niederfrequenz über D_1 A_1 fließt, F_2 daher, daß der Kondensator C_3 einen Teil davon durchläßt, während F_3 durch die über A_2 fließende Hochfrequenz verursacht wird.

Die letzte Meßmethode wurde an einem Versuchssender vorgeführt, wobei gleichzeitig das Antennenstrombild an einem Schwingungskontroller gezeigt wurde. Der Sender ist nach der Kühn-Huth-Schaltung gebaut. Je nach dem dem Gitter der Sprechlampe zugeführten Wechselpotential steigt die Beeinflussung bis herauf zu 100 %, was sowohl an dem Meßapparat als auch an dem Tonbild deutlich zu verfolgen ist.

Zur Entkoppelung zweier elektrischer Systeme.

Von **Julian Baratz.**

Zweck dieser Arbeit[1]) ist Untersuchung von Bedingungen für Entkoppelung zweier elektrischer Systeme. Wir werden uns derselben Zeichen bedienen, wie Herr Prof. M. Wien in seiner klassischen Arbeit: „Über Rückwirkung eines resonierenden Systems“.[2]) Die Gleichungen für ein System mit zwei Freiheitsgraden für den Fall des gleichzeitigen Vorhandenseins Kraft und Beschleunigungskoppelung haben die Form:

$$\left.\begin{aligned} \frac{d^2 x_1}{d t^2} + \varrho_1 \frac{d^2 x_2}{d t^2} + k_1{}^2 x_1 + \tau_1 k_1{}^2 x_2 = 0 \\ \frac{d^2 x_2}{d t^2} + \varrho_2 \frac{d^2 x_1}{d t^2} + k_2{}^2 x_2 + \tau_2 k_2{}^2 x_1 = 0 \end{aligned}\right\} \quad \text{(A)}$$

Wir werden zuerst den Fall untersuchen, wenn

$$\varrho_1 = \tau_1; \quad \varrho_2 = \tau_2$$

Unter Anwendung der üblichen Transformationen leiten wir folgende Differentialgleichung ab

$$[1 - \varrho_1 \varrho_2] \frac{d^4 x_1}{d t^4} + [k_1{}^2 (1 - \varrho_1 \varrho_2) + k_2{}^2 (1 - \varrho_1 \varrho_2)] \frac{d^2 x_1}{d t^2} + [k_1{}^2 k_2{}^2 (1 - \varrho_1 \varrho_2)] x_1 = 0$$

Und da praktisch stets

$$1 - \varrho_1 \varrho_2 > 0$$

ist, so folgt

$$\frac{d^4 x_1}{d t^4} + (k_1{}^2 + k_2{}^2) \frac{d^2 x_1}{d t^2} + k_1{}^2 k_2{}^2 x_1 = 0$$

Die Gleichungen lassen sich in folgender Form lösen:

$$\left.\begin{aligned} x_1 &= A_1 \sin k_1 t + A_2 \sin k_2 t + B_1 \cos k_1 t + B_2 \cos k_2 t \\ x_2 &= - A_1 \varrho_2 \sin k_1 t - \frac{A_2}{\varrho_1} \sin k_2 t - B_1 \varrho_2 \cos k_1 t - \frac{B_2}{\varrho_1} \cos k_2 t \end{aligned}\right\} \quad \text{(B)}$$

Wir sehen, daß im Falle

$$\tau_1 = \varrho_1; \quad \tau_2 = \varrho_2$$

die Frequenzen der gekoppelten Systeme nach der Koppelung dieselben

1) Aus dem Proseminar für theoretische Physik von Prof. Timirjasew in Moskau.

2) M. Wien, Annalen der Physik, Bd. 61, Jahrg. 1897.

sind, wie vor der Koppelung, aber jedes System schwingt mit beiden Frequenzen, das heißt, die Energie tritt von einem System auf das andere über. Nur im Falle gleicher Wurzel, d. h. wenn vor der Koppelung $k_1 = k_2 = k$ gewesen ist, werden wir nach der Koppelung für x_1 und x_2 folgende Ausdrücke erhalten:

$$\left.\begin{aligned} x_1 &= A_1 \sin kt + B_1 \cos kt = C \sin(kt + \varphi_1) \\ x_2 &= A_2 \sin kt + B_2 \cos kt = D \sin(kt + \varphi_2) \end{aligned}\right\} \qquad (C)$$

wo A_2 und B_2 von A_1 und B_1 unabhängige willkürliche Konstanten sind. Die Fälle gleicher Wurzel sind von Helmholtz behandelt worden.[1])

Wir wollen jetzt die Bedingungen, unter welchen auch im allgemeinen Fall, d. h. bei $k_1 \gtrless k_2$, jedes System mit seiner eigenen Periode schwingt, so als ob die Systeme ungekoppelt wären, und die Energie aus einem System in das andere nicht übertreten kann, aufführen.

Wir fordern, daß in den Differentialgleichungen

$$\frac{d^2 x_1}{dt^2} + \varrho_1 \frac{d^2 x_2}{dt^2} + k_1^2 x_1 + \tau_1 k_1^2 x_2 = 0$$

$$\frac{d^2 x_2}{dt^2} + \varrho_2 \frac{d^2 x_1}{dt^2} + k_2^2 x_2 + \tau_2 k_2^2 x_1 = 0$$

die Bedingungen erfüllt werden, unter welchen die Systeme ihre Energien nicht austauschen. Das führt zu folgenden 4 Gleichungen:

$$\frac{d^2 x_1}{dt^2} + k_1^2 x_1 = 0 \cdots (1) \qquad \frac{d^2 x_2}{dt^2} + k_2^2 x_2 = 0 \cdots (3)$$

$$\varrho_2 \frac{d^2 x_1}{dt^2} + \tau_2 k_2^2 x_1 = 0 \cdots (2) \qquad \varrho_1 \frac{d^2 x_2}{dt^2} + \tau_1 k_1^2 x_2 = 0 \cdots (4)$$

Aus diesen Gleichungen sehen wir, daß zur Erfüllung dieser Bedingungen notwendig und genügend ist, daß

$$\frac{\tau_2}{\varrho_2} = \frac{k_1^2}{k_2^2}; \qquad \frac{\tau_1}{\varrho_1} = \frac{k_2^2}{k_1^2} \qquad (D)$$

das heißt, es muß folgende Proportion bestehen

$$\frac{\tau_1}{\varrho_1} = \frac{\varrho_2}{\tau_2} = \frac{k_2^2}{k_1^2} \qquad (D')$$

1) Siehe „Vorlesungen über die mathematischen Prinzipien der Akustik“ § 13 „Veränderte Lösung des Problems bei Existenz gleicher Wurzeln.



Das ist die Bedingung, unter welcher die Systeme ihre Energien nicht austauschen, während Herr Prof. Wien[1]) als Bedingung aufstellt $\tau_1 = \varrho_1$; $\tau_2 = \varrho_2$, was nur für $k_1 = k_2$ richtig ist.

Die elektrische Deutung dieser Formel ist folgende: Haben wir zwei elektrische Kreise, welche einen Teil der Selbstinduktion und einen Kondensator gemeinsam haben (siehe Fig. 1) und bezeichnen wir

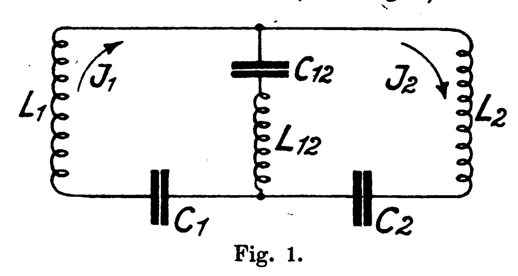


Fig. 1.

durch $C_1\, C_{12}\, C_2$ die Kapazitäten durch L_{12} die den beiden Kreisen gemeinsame Selbstinduktion, durch $L_1\ L_2$ die übrige Selbstinduktion, so wird:[2])

$$L_1 \frac{d^2 J_1}{d t^2} + L_{12}\left[\frac{d^2 J_1}{d t^2} - \frac{d^2 J_2}{d t^2}\right] + J_1\left[\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_{12}}\right] - \frac{J_2}{C_{12}} = 0 \qquad \text{(E)}$$

Analoge Gleichungen ergeben sich für den zweiten Kreis und für die Spannungen. Die Gleichung (E) kann man in folgende Form überschreiben:

$$[L_1 + L_{12}]\frac{d^2 J_1}{d t^2} - L_{12}\frac{d^2 J_2}{d t^2} + J_1 \cdot \frac{C_{12} + C_1}{C_1\, C_{12}} - \frac{J_2}{C_{12}} = 0 \qquad \text{(F)}$$

oder durch Division mit $L_1 + L_{12}$

$$\frac{d^2 J_1}{d t^2} + \varrho_1 \frac{d^2 J_2}{d t^2} + k_1{}^2 J_1 + \tau_1 k_1{}^2 J_2 = 0$$

wo

$$\text{a)} \quad \varrho_1 = -\frac{L_{12}}{L_1 + L_{12}}\,.$$

und

$$\text{b)} \quad k_1 = \sqrt{\frac{C_{12} + C_1}{C_1\, C_{12}(L_1 + L_{12})}}$$

---

1) l. c.

2) H. Rohmann, Elektrische Schwingungen, Bd. 1, S. 73. L. Mandelstam, Jahrb. d. drahtl. Telegr. Bd. 4, Heft 5, S. 515: „Pendelmodell zur Demonstration der Schwingungsvorgänge in elektrischen gekoppelten Kondensatorkreisen."

die Frequenz der Eigenschwingungen des Kondensatorkreises mit der Selbstinduktion $L_1 + L_{12}$ und resultierenden Kapazität

$$C_1' = \frac{C_1 C_{12}}{C_{12} + C_1}$$

und endlich

$$\text{c)} \quad \tau_1 k_1^2 = -\frac{1}{C_{12}(L_1 + L_{12})}$$

oder

$$\text{d)} \quad \tau_1 = -\frac{C_1}{C_1 + C_{12}}$$

ist.

Zur mechanischen Deutung dieser Formel kann das bekannte Modell von **Mandelstam** dienen. Die für unseren Zweck notwendige Änderung an dem Modell besteht im folgenden. Bei **Mandelstam** ist zur Vermeidung der Kraftkoppelung das mittlere Pendel, welches die beiden Hauptpendel verkoppelt, so beschaffen, daß die Drehachse durch seinen Schwerpunkt geht; bei unserem Modell wird eins von den symmetrisch zu der Achse angeordneten Gewichten, welches bei **Mandelstam** das Mittelpendel bilden, entfernt.

Unter Anwendung der Bezeichnungen von Prof. **Mandelstam**: $\varphi_1, \varphi_{12}, \varphi_2$ Elongationswinkel unserer Pendel, M_1, M_{12}, M_2 Drehungsmomente, K_1, K_{12}, K_2 Trägheitsmomente unserer Pendel, U potentielle Energie, L kinetische Energie, bekommen wir die Bewegungsgleichungen unseres Pendelsystems in der folgenden Form:

$$U = \frac{1}{2}\left[M_1 \varphi_1^2 + M_2 \varphi_2^2 + \frac{M_{12}}{4}(\varphi_1 + \varphi_2)^2\right]$$

$$L = \frac{1}{2}\left[K_1\left(\frac{d\varphi_1}{dt}\right)^2 + K_2\left(\frac{d\varphi_2}{dt}\right)^2 + \frac{K_{12}}{4}\left(\frac{d\varphi_1}{d\tau} + \frac{d\varphi_2}{dt}\right)^2\right]$$

$$K_1^2 \frac{d^2\varphi_1}{dt^2} + \frac{K_{12}}{4}\frac{d^2\varphi_1}{dt^2} + \frac{K_{12}}{4}\frac{d^2\varphi_2}{dt^2} + M_1\varphi_1 + \frac{M_{12}}{4}\varphi_1 + \frac{M_{12}}{4}\varphi_2 = 0$$

oder

$$K_1 + \frac{K_{12}}{4}\Big) \frac{d^2\varphi_1}{dt^2} + \frac{K_{12}}{4}\frac{d^2\varphi_2}{dt^2} + \left(M_1 + \frac{M_{12}}{4}\right)\varphi_1 + \frac{M_{12}}{4}\varphi_2 = 0$$

und

$$\left(K_2 + \frac{K_{12}}{4}\right)\frac{d^2\varphi_2}{dt^2} + \frac{K_{12}}{4}\frac{d^2\varphi_1}{dt^2} + \left(M_2 + \frac{M_{12}}{4}\right)\varphi_2 + \frac{M_{12}}{4}\varphi_1 = 0$$

Es ist leicht zu sehen, daß diese Gleichungen ebenfalls in der Form

der Gleichungen (A) niedergeschrieben werden können, wenn man annimmt, daß:

$$a') \quad \varrho_1 = \frac{\frac{K_{12}}{4}}{K_1 + \frac{K_{12}}{4}} \qquad c') \quad \tau_1 k_1^2 = \frac{\frac{M_{12}}{4}}{K_1 + \frac{K_{12}}{4}}$$

$$b') \quad k_1^2 = \frac{M_1 + \frac{M_{12}}{4}}{K_1 + \frac{K_{12}}{4}} \qquad d') \quad \tau_1 = \frac{\frac{M_{12}}{4}}{M_1 + \frac{M_{12}}{4}}$$

Interessant ist der Vergleich der Formeln a'), b') c'), d') mit den Formeln a), b), c), d).

Ich nehme an, daß die weitere elektrische und mechanische Behandlung dieser Formeln nach den Arbeiten von Prof. Mandelstam[1]) und Grösser[2]) keine Schwierigkeiten bereiten wird.

1) loc. cit. Seite 518—519.
2) W. Grösser, Archiv für Elektrotechnik Bd. 10, Heft 7.

Referate.

Austin Bailey, A study of the effect of adsorbed gas high-frequency resistance of copper wire. Phys. Rev. (2) **20**, S. 154—166, 1922. Bei der Messung von Hochfrequenzwiderständen einer einfachen Drahtschleife von einem Quadratmeter Fläche mit sehr kurzen Wellen fand man starke Abweichungen des gemessenen und berechneten Widerstandes, wie sie die Fig. 1 zeigt. Langmuir vermutete eine Gasadsorption an der Drahtoberfläche und infolge des Skineffektes Steigerung des Widerstandes mit kürzeren Wellen. Die Versuchsanordnung bestand aus einem Kupferdraht von 0,45 mm Dicke und 240 cm Länge, der in einem Quadrat von 64 cm Seitenlänge in einem evakuierbaren Glasrohrsystem ausgespannt war. Zur Messung wurde dieser Kreis, in dem noch ein kleiner variabler Luftkondensator eingeschaltet war, mit einem geschlossenen Kreis von 20 cm Durchmesser gekoppelt. Dieser Meßkreis enthielt ein Kupfer-Konstantan-Thermoelement im Vakuum. Den Hochfrequenzgenerator zeigt Fig. 2. L ist ein Drahtrahmen von 1 qm Fläche, C' ein Blockkondensator

von 25 μF, M ein Hitzdrahtamperemeter im Strombauch. Die Drosseln D sind so gewählt, daß ihre Eigenschwingungen erst bei einer höheren Frequenz als der benutzten liegen, haben also hier noch einen hohen Widerstand. Die Wellenlänge, bis unter 20 m, wurde bis auf $^1/_2$ $^0/_0$ mit einer Lecherschen Drahtanordnung und induktiv gekoppeltem Hitzdrahtgalvanometer bestimmt. Das Glasrohrsystem wurde mit einer Quecksilberkondensationspumpe evakuiert. Bei den Messungen des Hochfrequenzwiderstandes wurde der Draht stundenlang auf

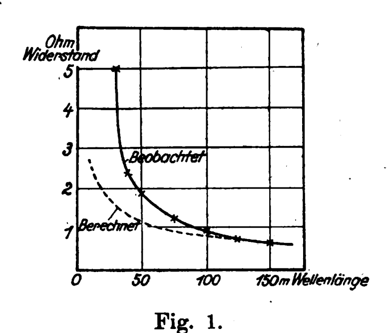


Fig. 1.

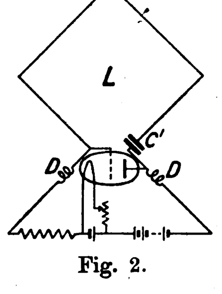


Fig. 2.

250° C. erwärmt und gleichzeitig evakuiert. Wurde dann in einem Vakuum von 10^{-5} Atm. der Kupferdraht geglüht, so nahm bei etwa 20 m-Wellen der Widerstand in 20 Minuten einige Prozente zu. Nach mehrmaligem Glühen wurde der Effekt allmählich kleiner, je mehr die Oxydschicht verschwand. Bei höheren Drucken trat ein Gleichgewichtszustand rascher ein. Die Untersuchungen ergaben, daß die von einer Kupferoxydschicht adsorbierten Gase den Widerstand ansteigen lassen, und führten zu der Annahme, daß möglicherweise verzinnter Kupferdraht einen niedrigeren Hochfrequenzwiderstand besitzt als ein solcher gleicher Art, dessen Oberfläche oxydiert ist.

Ernst Lübcke.

R. Hirsch, Die Konstruktion von Großstations-Antennen (Telefunken-Zeitung Nr. 28, Juli 1922). Der Verfasser geht von der zur Überbrückung kontinentaler Entfernungen mittels Schnelltelegraphie erforderlichen Antennenleistung aus und setzt für einen sicheren Verkehr 20—25000 MA. als Maß für die untere Grenze der aufzuwendenden Leistung ein. Antennen für diese Leistungen lassen sich ohne Schwierigkeiten als Einmast-Schirmantennen herstellen. Die größten Strahlgebilde dieser Art dürften sein: in Europa die Antenne in Eilvese,

die bei 250 m Masthöhe 48000 cm Kapazität besitzt, in Asien eine japanische Schirmantenne mit einem Betonturm von 200 m Höhe.

Für höhere Leistungen hat es wenig Sinn die Größe der Einmast-Antenne durch Erhöhung des Mastes über ein bestimmtes Maß zu steigern, da die Mastkosten mit dem Ansteigen der Masthöhe rapid wachsen und in keinem Verhältnis stehen zu der Ersparnis, die man durch Verringerung der Antennen-Stromkosten erzielt. Die Kurve, welche den Zusammenhang zwischen den Kosten eine abgespannten, isolierten eisernen Gittermastes als Funktion der Höhe ausdrückt, kann angenähert dargestellt werden durch die Gleichung:

$$K = a_1 \cdot h + a_2 \cdot h^2 + a_3 \cdot h^3$$

So kostet z. B. ein Mast von 250 m Höhe ebensoviel wie drei Maste von 210 m Höhe.

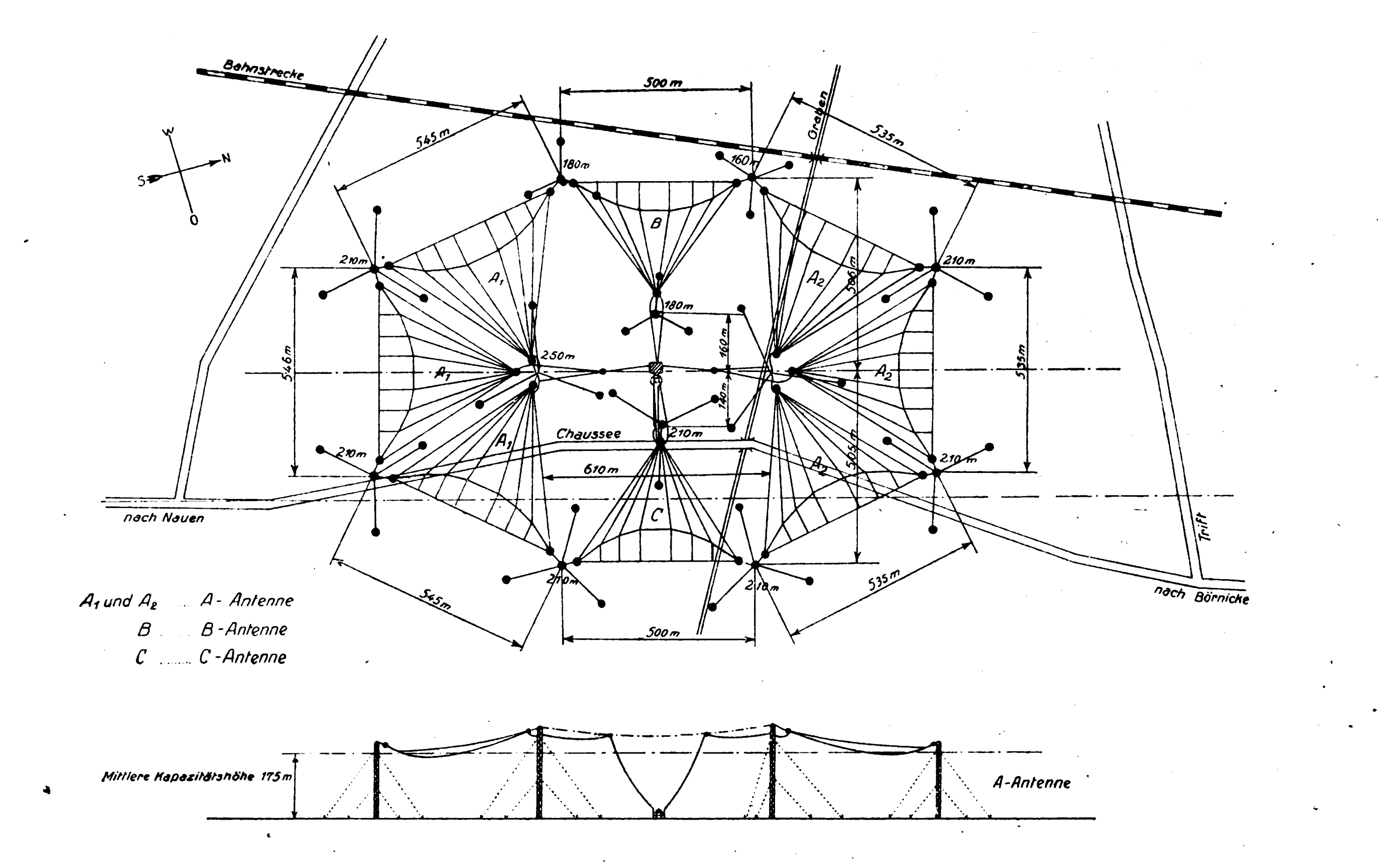
Bei Großstationen, deren Antennen von mehr als drei Masten getragen werden sollen, ist zu prüfen, bei welcher Mastanordnung die gewünschte Kapazität mit der geringsten Mastzahl erreicht wird. Hierbei ist zu untersuchen, ob Antennen gleicher Fläche, aber verschiedener Flächenform, Rechtecke und Vielecke, große Kapazitätsunterschiede infolge der Verschiedenheit der Randstreuung besitzen. Ferner ob der Strahlungswiderstand bei extremen Längen sich nicht ungünstiger verhält gegenüber Flächen von konzentrierter Form. Auch ist zu berücksichtigen, daß die elektrodynamische Strahlungshöhe kleiner sein kann, als die eff. Kapazitätshöhe, da sich stets die eisernen Pardunenseile im Antennenfelde befinden, wodurch Ströme in denselben erregt werden, die die Strahlung herabsetzen. Auch die Frage des kleinsten Erdwiderstandes spielt bei der Wahl der Antennenform eine wichtige Rolle.

Hatten sich schon bei drei Masten vier Antennenausführungsmöglichkeiten ergeben, so wachsen diese Möglichkeiten bei steigender Mastzahl natürlich ins Mannigfaltige.

Es erscheint zweckmäßig, hier von den Grundelementen der Antenne, dem Dreieck oder Viereck auszugehen und jede Vergrößerung durch Ansetzen dieser Grundelemente zu erzielen.

Anschließend wird ein interessanter Vergleich der Vor- und Nachteile zweier Großstations-Antennenformen angeführt, der Dachseil-Antenne, deren Grundform das Viereck ist und der dachseilfreien Dreiecks-Antenne.

Das neue von Telefunken für Nauen vorgesehene Strahlgebilde (Fig. 1), das 90000 cm Kapazität erhalten soll, wird ganz aus Dreiecks-Antennen



Die Antennenanlage der Großstation Nauen nach ihrem endgültigen Ausbau

Fig. 1.

zusammengesetzt werden. Die jetzt noch vorhandenen fünf Dachseile werden entfernt. Jede Antenne wird nur an drei Punkten gehalten und isoliert. Diese Anordnung gestattet eine allmähliche Erhöhung der Antennenspannung je nach den Fortschritten, die in der Konstruktion der Antennen-Isolatoren gemacht werden.

Mit Rücksicht auf die bei den zu erwartenden Spannungserhöhungen auftretenden Koronaverluste sollen starkdrähtige Aluminiumkabel als Antennendrähte verwendet werden, die bei gleichem Gewicht dreimal größeren Querschnitt, also größere Festigkeit und damit kleineren Durchhang als Bronzeseile besitzen. —

Das ganze Problem der Verringerung der Mast- und Antennenkosten — diese betragen heutzutage noch ca. $^3/_4$ der Gesamtkosten der Senderanlage — spitzt sich auf das Problem des Antennen-Isolators zu. Eine Antenne mit 8 Masten und Antennen-Isolatoren von 160000 Volt Spannungsgrenze ist einer Antenne mit 14 Masten und Isolatoren für 80000 Volt gleichwertig, d. h. sie genügt für die Erzielung der gleichen Meter-Ampere-Zahl und kostet nicht viel mehr als die Hälfte. Diese bereits reduzierte Mastzahl läßt sich durch Vergrößerung des Mastabstandes noch weiter verringern, was bei gleichem Durchgang jedoch nur möglich ist durch Erhöhung des Spitzenzuges am Maste und durch stärkere mechanische Beanspruchung der Antennen-Isolatoren.

Angenommen, es gelänge für eine 200000 Meter-Ampere-Station (d. i. die Großstation der nahen Zukunft), einen Antennen-Isolator zu finden, der bei 15000 Perioden 200000 eff. Volt und 30 t Bruchlast d. i. 10 t Nutzlast aushält, so würde die Mastzahl betragen 6 gegenüber 18 bei 80000 Volt und 2,5 t Nutzlast.

Keine Anstrengung, keine Kosten sollten deshalb gescheut werden, um die Konstruktion dieses Antennen-Isolators für hohe elektrische und mechanische Beanspruchung zu verwirklichen. J. Pusch.

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Empfangsanordnungen.

D. R. P. 362151. Laurence Beddome Turner in Charlton, England. Patentiert vom 6. 7. 20 ab, ausgegeben am 25. 10. 22, Unionspriorität 16. 2. 18, England. Röhrenrelais, das als Schwingungserzeuger arbeiten kann. Das Wesen besteht darin, daß dieses Röhrenrelais in labilem

Gleichgewicht auf den kritischen Punkt eingestellt ist, bei dem Schwingungen einsetzen; infolgedessen kann es durch einen schwachen elektrischen Strom in Schwingungen versetzt werden, worauf es ohne Rücksicht auf die Fortdauer des genannten wirkenden Stromes zu schwingen fortfährt, wobei der gleichzeitige Anstieg des mittleren Anodenstromes oder des Schwingungsstromes ein gewöhnliches Relais oder eine gleichwertige Hilfsanzeige- oder Relaisvorrichtung in Gang setzt; die Schwingung wird dann durch ein Ausschalten o. dgl. gelöscht, um das Röhrenrelais in seine ursprüngliche Gleichgewichtslage zurückzuführen.

D. R. P. 362269. Dr. Siegmund Loewe in Berlin. Patentiert vom 24. 2. 20 ab, ausgegeben am 26. 10. 22. Einrichtung zur Übertragung von Energie durch Widerstandskoppelung. Als Widerstand wird eine durch ein Gitter gesteuerte Kathodenröhre benutzt. Die Steuerung der Vakuumröhre erfolgt dabei durch die zu übertragende Energie selbst, und zwecks Ausschaltung von Störungen soll die Steuerung der Kathodenröhre mit Hilfe einer lokal erregten Schwingung der zu übertragenden Periodenzahl erfolgen. In Fig. 1 ist die Schaltung in

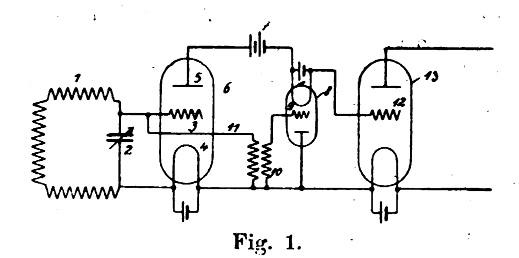


Fig. 1.

einem Ausführungsbeispiel dargestellt. 1 bedeutet eine Rahmenantenne, 2 einen Abstimmkondensator, 3 das Gitter, 4 die Kathode und 5 die Anode einer Verstärkungsröhre 6. Im Anodenkreis liegt die Anodenbatterie 7 und die den veränderlichen Widerstand darstellende Vakuumröhre 8, welche durch das Gitter 9 und den Transformator 10, beispielsweise mittels der an das Gitter 3 angeschlossenen Leitung 11 durch die ankommende Energie selbst derart gesteuert wird, daß auf das Gitter 12 einer weiteren Verstärkerröhre 13 eine möglichst günstige Energieübertragung erfolgt. Bei richtiger Einstellung der Drosselröhre 8 gelingt es, jede Änderung des Stromflusses zu verhindern und denselben rein in eine Spannungsschwankung zu transformieren, deren Amplitude wegen des scheinbar unendlich hohen Widerstandes der Röhre 8 sehr groß gemacht werden kann. Statt das Gitter der Röhre 8 von der Empfangsenergie steuern zu lassen, kann man dasselbe auch, wie Fig. 2,

zeigt, von einem Hilfssender aus erregen, welcher durch die Spule 14 mit Parallelkondensator 15 und die als Dynatron geschaltete Röhre 16 gebildet wird.

D. R. P. 362270. Dr. Hans Georg Möller in Hamburg-Fuhlsbüttel Patentiert vom 12. 12. 19 ab, ausgegeben am 26. 10. 22. Verfahren und Vorrichtung zum störungsfreien Empfang ungedämpfter Schwingungen mit Hilfe des Schwingaudions. Das Schwingaudion wird so abgestimmt und eingestellt, daß eine Steuerung der lokal erregten

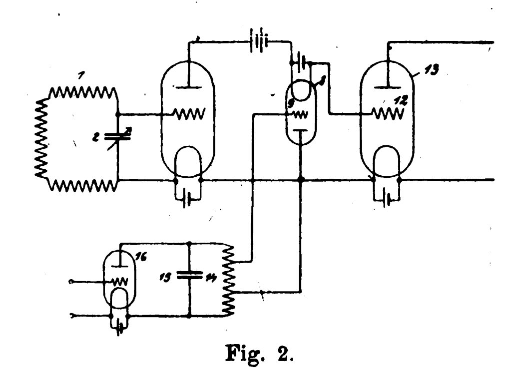


Fig. 2.

Schwingung durch die Senderschwingung stattfindet, d. h. daß die Frequenz der Lokalschwingung unabhängig von der Audionabstimmung der Senderfrequenz gleicht, daß eine Verstimmung des Audions eine Phasenverschiebung zwischen Lokal- und Senderschwingung hervorruft und die Amplitude der Lokalschwingung von der Amplitude der Senderschwingung und dieser Phasenverschiebung abhängt, wobei die Amplitudenänderung des Lokalstromes eine Änderung des mittleren Anodenstromes hervorruft, die zur Sicht- oder Hörbarmachung der mit der Empfangswelle gegebenen Zeichen oder Gespräche benutzt wird.

D. R. P. 362271. Marconi's Wireless Telegraph Co. Ltd. in London. Patentiert von 23. 6. 20 ab, ausgegeben am 26. 10. 22, Unionspriorität 28. 6. 18, England. Glühkathodenempfänger für drahtlose Telegraphie. Die Stromkreise der Kathodenröhre sind derart angeordnet, daß die für hochfrequente Spannungsänderungen wirksame Kapazität des Glühfadenendes gegen die Umgebung kleiner ist als die entsprechende Kapazität des Anodenendes, so daß die von den aufgenommenen Schwingungen hervorgerufenen Potentialänderungen das Potential des Glühdrahtes gegenüber seiner Umgebung stärker verändern als das Potential der anderen Elektrode oder Elektroden gegen ihre Umgebung. Wie aus

Fig. 3 ersichtlich ist, sind dabei die Enden des Glühdrahtes unmittelbar mit dem einen Ende der Wickelungen einer doppelt gewickelten Sekundärspule verbunden, deren andere Enden mit beiden Polen der Heizbatterie verbunden sind. Zwischen dem Glühdraht und der Heizbatterie sind Drosselspulen eingeschaltet.

D. R. P. 362272. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und Dipl.-Ing. Bruno Rosenbaum in Berlin. Patentiert vom 19. 10. 19 ab, ausgegeben am 26. 10. 22, Zusatz zu D. R. P. 356248, siehe Jahrb. **20**,

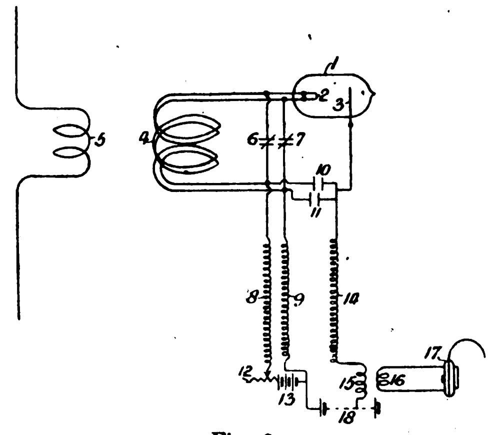


Fig. 3.

S. 335—336. Rahmenantenne. Im Hauptpatent 356248 ist eine Rahmenantenne beschrieben, die eine zwecks Änderung der Größe der Selbstinduktion der Antenne veränderliche Fläche besitzt. Gemäß dem Zusatzpatent 362272 werden die Windungen der Antennen von Trägern veränderlicher Länge gehalten, so daß unter Beibehaltung der Windungslänge eine Veränderung der Form der Antenne und damit der Art und Größe der von der Wicklung umspannten Fläche möglich ist. Zu diesem Zwecke sind die Windungen auf Trägern aufgebracht, die mehr oder minder zusammengeklappt werden können, oder es können auch die Diagonalen der Verspannung mehr oder weniger zusammengeklappt, also verlängert oder verkürzt werden.

D. R. P. 358881. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 7. 9. 19 ab, ausgegeben am 16. 9. 22. Einrichtung zum Empfang elektrischer Schwingungen. Eine veränderliche, in Tonfrequenz schwingende Kontakteinrichtung, die in genau gleichen Zeitintervallen unterbricht, wirkt zusammen mit einer mit

Rückkopplung versehenen Kathodenröhre. Die Anordnung kann dabei so getroffen werden, daß die ankommenden elektrischen Schwingungen durch die Kontakteinrichtung unterbrochen und dann der Rückkopplungsröhre zugeführt werden. Die Kontakteinrichtung kann auch durch ihre direkte Verbindung mit der Röhrenschaltung unmittelbar die Röhre, über die die ankommenden Schwingungen geleitet werden, beeinflussen. Dabei würde z. B. die Kontakteinrichtung parallel zur Rückkopplungsspule der Röhre geschaltet werden. Es kann auch eine in der Anodenleitung der Röhre liegende Hochfrequenzdrossel durch die Kontakteinrichtung in Tonrhythmus über einen Kondensator kurz geschlossen werden. Die Kathodenröhre soll bis nahe der Selbsterregung eingestellt werden.

D. R. P. 359839: Marconi's Wireless Telegraph Co. Ltd. in London. Patentiert vom 11. 6. 20 ab, ausgegeben am 27. 9. 22, Unionspriorität 9. 12. 13, England. Empfängerschaltung für drahtlose Telegraphie mit einer Vakuumröhre, die einen Glühdraht, ein Gitter und eine Anode enthält, wobei ein Schwingungskreis an das Gitter und den Glühdraht gelegt ist; das Wesen besteht darin, daß mit dem ersten Kreis ein mit der Anode und dem Glühdraht verbundener Schwingungskreis gekoppelt ist, der auf eine von der Frequenz der empfangenen Wellen etwas verschiedene Frequenz abgestimmt ist.

D. R. P. 365014. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 25. 4. 19 ab, ausgegeben am 5. 12. 22, Zusatz zu D. R. P. 350800, siehe Jahrb. **20**, S. 333. Einrichtung zur Verminderung der Störungen bei der Aufnahme telegraphischer Zeichen in der drahtlosen Telegraphie. Die durch Umformung aus den ankommenden elektrischen Schwingungen erhaltenen akustischen Zeichen werden, bevor sie von der offenen akustischen Luftkopplung (siehe das Hauptpatent in Jahrb. **20**, S. 333) aufgenommen werden, einer stark gedämpften Luftsäule zugeführt, in welcher die Störung schnell abklingt. Das Empfangstelephon wird in einem offenen Resonator verschiebbar angeordnet, dessen Innenwände mit Filz o. dgl. ausgefüttert sind, zum Zwecke, ein Umformen der atmosphärischen Stöße in Töne zu verhindern.

D. R. P. 358961. International General Electric Company Incorporated in New York. Patentiert vom 10. 5. 21 ab, ausgegeben am 18. 9. 22, Unionspriorität 3. 12. 18, England. Empfangsapparat für drahtlose Telegraphie. Eine Empfängerspule ist um einen Rahmen innerhalb des Gehäuses gewunden und die nötigen Instrumente und Apparate, wie die Kondensatoren, Verstärker- und Detektorröhren,

Widerstände und Batterien sind innerhalb des Rahmens untergebracht, um welchen die Empfängerspule gewunden ist, um den Apparat tragbar zu machen. Eine Rückkopplungsspule ist auf einen zweiten Rahmen gewunden, der mit dem Rahmen der Empfängerspule gelenkig verbunden ist und in den Rahmen der Empfängerspule hineingeklappt werden kann, wenn der Apparat nicht benutzt wird. Der Deckel des Apparates ist aus seinen Scharnieren herausnehmbar und mit einem Zapfenlager ausgerüstet, damit das Gehäuse auf dem als Grundplatte dienenden Deckel drehbar ist.

Drahtlose Ortsbestimmung. Peilgerät. Richtungsermittlung.

D. R. P. 363088. Robert Benedict Goldschmidt und Raymond Braillard in Paris. Patentiert vom 30. 3. 21, ausgegeben am 4. 11. 22, Unionspriorität 21. 5. 19, Belgien. Funkentelegraphisches Peilgerät mit direkter Ablesung der Peilung. Die mit Hilfe einer Rahmenantenne oder der gekreuzten Antenne eines Radiogoniometers aufgenommenen und mit Hilfe eines Detektors bzw. einer Detektorspule gleichgerichteten Ströme werden durch ein Relais bzw. ein Galvanometer auf einer mit Gradteilung versehenen Trommel aufgetragen, die entweder mit der sich drehenden Rahmenantenne oder der Detektorspule bzw. der Detektorelektrode fest verbunden ist. Die Aufzeichnung der Kurve erfolgt mit Hilfe eines Spiegelgalvanometers, dessen Spiegel das Bild einer punktförmigen Lichtquelle auf eine durchsichtige, mit Gradteilung versehene Trommel wirft, wobei die Galvanometereinrichtung mit dem umlaufenden Teil des Peilgeräts verbunden ist. Der bewegliche Teil des Geräts soll mit mindestens 10 Umdrehungen pro Sekunde umlaufen, so daß die aufgezeichnete Lichtkurve sichtbar wird. Auf der Gerätachse kann eine Magnetbussole derart angeordnet werden, daß die Nullpunkte der die Gradpeilung tragenden Trommel auf die Nordsüdrichtuug der Magnetbussole eingerichtet werden kann. Die Trommelgradteilung kann auch mit einer Magnetbussole derart verbunden werden, daß ihre Nullpunkte selbsttätig unmittelbar in die Nordsüdrichtung verlegt werden und infolgedessen die abgelesene Peilung unmittelbar das Azimut ergibt.

D. R. P. 363202. Marconi's Wireless Telegraph Comp. Ltd. in London. Patentiert vom 7. 8. 20 ab, ausgegeben 6. 11. 22, Unionspriorität 19. 8. 19, England. Einrichtung zur Beseitigung der Mißweisung von Richtungssuchern für drahtlose Telegraphie an Bord von Schiffen und Luftfahrzeugen. Die Rahmen eines Bellini-Tosi-Empfängers werden so angeordnet, daß die wirksame Längskomponente

einfallender Wellen um so viel kleiner ist als die Querkomponente, wie dem Betrag der Rückwirkung der Schiffsteile entspricht. An Bellini-Tosi-Empfängern mit Längs- und Querschiffsrahmen wird die Wirkung des Längsrahmens durch Verminderung seiner wirksamen Fläche oder losere Kopplung oder Einschaltung von Drosselspulen vermindert. An Bellini-Tosi-Empfängern mit schräg zum Schiff stehenden Rahmen wird die Rückwirkung des Schiffskörpers durch Veränderung des Winkels zwischen den Rahmen ausgeglichen.

D. R. P. 363089. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 14. 6. 18 ab, ausgegeben 4. 11. 22. Vorrichtung zum Empfang elektrischer Wellen, insbesondere zur Richtungsermittlung. Die Empfangsrahmenspule ist wasserdicht über Deck eines U-Bootes angeordnet, während die Bewegungsvorrichtung und die sonstige elektrische Einrichtung (Hochfrequenzverstärker) im Innern des Bootes untergebracht sind. Zu diesem Zwecke ist die Rahmenspule von einer Isolationsglocke umgeben, die einen verhältnismäßig großen Innenraum besitzt, der gegebenenfalls unter Druck durch Preßluft gesetzt werden kann.

D. R. P. 362273. James Robinson in Biggin Hill, England. Patentiert vom 12. 12. 19 ab, ausgegeben am 27. 10. 22, Unionspriorität 27. 5. 18, England. Verfahren und Vorrichtung zur Aufnahme einer Richtungsbestimmung elektromagnetischer Wellen mittels zweier, in festem gegenseitigen Winkelabstand drehbarer, auf denselben Detektor wirkender Spulen. Das Wesen des Verfahrens besteht darin, daß in dem Detektor beliebig die Summe oder die Differenz der Einzelwirkungen der Spulen zur Wirkung gebracht und die Wellenrichtung aus der Winkeleinstellung ermittelt wird, bei der der Übergang von der Summe zur Differenz der Wirkungen keine Änderung der Gesamtwirkung ergibt.

D. R. P. 358882. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 10. 2. 20 ab, ausgegeben 15. 9. 22. Einrichtung für drahtlose Telegraphie und Telephonie in Bergwerken. Von der über Tage befindlichen Station ist ein Antennendraht senkrecht in den Schacht eingehängt, während auf jeder Sole ein abgestimmter Schwingungskreis vorgesehen ist, der einerseits mit einem in den Schacht senkrecht hinunterhängenden Draht zum Auffangen der Sendewellen und andererseits mit einem oder mehreren horizontal liegenden Drähten versehen ist, die zum Wiederausstrahlen an die in den Stollen oder Querschlägen befindlichen Empfangsstationen in die Stollen hineinragen.

D. R. P. 354086. Anton Ernst Johann Vlug in s'Gravenhaage. Patentiert vom 20. 8. 19 ab, ausgegeben am 3. 6. 22, Zusatz zu D. R. P. 342809, siehe Jahrb. **19**, S. 242, frühere Zusatzpatente 342810 und 342811, Jahrb. **19**, S. 243. Vorrichtung zur Aufnahme elektrischer Schwingungen in der drahtlosen Telegraphie und Telephonie nach Patent 342809. Von mehreren in der Peripherie eines Kreises liegenden Punkten des Halbleiters (d. h. der Erde) werden mittels eines Kommutators diejenigen zwei Punkte durch Leitungen mit der Koppelspule verbunden, deren Verbindungslinie in der Richtung liegt, aus der man die Zeichen auffangen will.

D. R. P. 361446. Dr. Walther Burstyn in Berlin-Wilmersdorf. Patentiert vom 16. 12. 19 ab, ausgegeben 14. 10. 22. Verfahren, um die Entfernung eines wellentelegraphischen Senders zu messen. Die Wellenlänge ist größer als die zu messenden Entfernungen und es werden jene Abweichungen von dem für große Entfernungen geltenden linearen Strahlungsgesetz benutzt, welche sich aus den vollständigen Hertzschen Feldgleichungen ergeben.

Wellenmesser.

D. R. P. 361447. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 15. 6. 18, ausgegeben am 14. 10. 22. Wellenmesser, insbesondere zur Abstimmung von Schwingungskreisen für Schwebungsempfang. Als Indikationsinstrument für die Bestimmung der Resonanzlage findet eine Kathodenröhre Verwendung, die wahlweise oder gleichzeitig als Audion oder als Schwingungserzeuger geschaltet werden kann.

D. R. P. 363091. Clemence de Nerbonne verw. Armagnat, Simonne Armagnat und Pierre Jules Armagnat in Paris. Patentiert vom 14. 8. 20 ab, ausgegeben 4. 11. 22. Verfahren zum Messen der Längen von unterhaltenen elektrischen Wellen unter Verwendung einer durch doppelte Induktion, nämlich des zu messenden Stromes auf den Meßstromkreis und des so in dem letzteren induzierten Stromes auf einen dritten Stromkreis, erhaltenen elektromotorischen Kraft. Das Wesen besteht darin, daß dieser dritte Stromkreis als ein Hilfsstromkreis ausgebildet ist, in welchem der elektromotorischen Kraft ein durch den zu messenden schwingenden Strom selbst erzeugter Ohmscher Spannungsabfall entgegengestellt wird.

Antennen. Erdungen. Gegengewichte.

D. R. P. 358407. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 17. 11. 17, ausgegeben am 9. 9. 22. An-

tenne mit Gegengewicht. Das Kennzeichen besteht darin, daß der mittlere Durchmesser der Netzöffnungen des Gegengewichtes, durch die das Antennenfeld durchgreifen kann, gleich oder annähernd gleich ist dem Abstand des Gegengewichtes vom Erdboden.

D. R. P. 361 252. Otto Scheller in Berlin-Lichterfelde und C. Lorenz Akt. Ges. in Berlin-Tempelhof. Patentiert vom 21. 11. 17 ab, ausgegeben am 12. 10. 22. Erdungsanlage für drahtlose Stationen mit mehreren Erdungspunkten und in die Erdleitungen eingeschalteten Wechselstromwiderständen. Das Wesen der Erfindung besteht darin, daß die Zuleitungen zu den Erdungspunkten gruppenweise zusammengefaßt sind, so daß für jede Gruppe nur ein Abgleichelement erforderlich ist. Alle Zuleitungen können von einem Abgleichelement abgezweigt werden.

D. R. P. 361 448. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 3. 8. 21 ab, ausgegeben am 14. 10. 22. Antennenanordnung für Sender von Großstationen, insbesondere für Hochspannungen von mehr als 80 000 Volt. Die Gesamtantenne ist aus einzelnen Dreiecken zusammengesetzt, von denen jedes an nur drei Punkten isoliert aufgehängt ist. Jedes Dreieck erhält dabei nur von einer Seite aus einen regulierbaren mechanischen Zug und an dieser Seite ist die Hochspannungsleitung angeschlossen. Jedes Dreieck ist nach der Mitte seiner Fläche zu mit Drähten zur Kapazitätssteigerung ausgefüllt, welche insgesamt von den umliegenden Drähten als Ganzes getragen werden. Jedes Dreieck soll durch eine besondere Hochspannungsleitung mit dem Sender verbunden werden, und alle Dreiecke sollen mit ihren Zuleitungen elektrisch kongruent gemacht und in Parallelschaltung aus dieser Hochfrequenzquelle gespeist werden.

D. R. P. 361 388. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 1. 10. 20 ab, ausgegeben am 13. 10. 22. Anordnung der Antennengebilde von Sendern und Empfängern, insbesondere an Fahrzeugen. Das Wesen besteht darin, daß geschlossene Antennengebilde (Rahmenantennen) mit einer oder mehreren Windungsebenen, welch letztere in an sich bekannter Weise zueinander senkrecht stehen können und zum Empfang verwendet werden, so in bezug auf ein oder mehrere symmetrisch ausgebildete offene Antennengebilde, die zum Senden verwendet werden, angeordnet sind, daß sich die Sendeimpulse in den Zweigen der offenen Sendeantenne in bezug auf die geschlossene Fläche der Empfangsantenne gegenseitig aufheben und störungsfreies Gegensprechen ermöglicht wird.

D. R. P. 359 507 Marconi's Wireless Telegraph Co. Ltd. in London. Patentiert vom 3. 6. 20, ausgegeben am 19. 9. 22, Unionspriorität 29. 8. 17,

England. Parabolischer Reflektor für drahtlose Telegraphie. Der Reflektor umgibt einen Luftleiter als Brennpunkt und besteht aus zwei oder mehr Gruppen von Stäben, die auf einer parabolischen Fläche angeordnet sind und von denen jeder auf den Luftleiter abgestimmt ist. Es können auch einige Stäbe etwas aus der parabolischen Fläche herausverlegt werden und die näher an dem Luftleiter liegenden auf eine größere Wellenlänge, die von dem Luftleiter entfernteren dagegen auf eine kleinere Wellenlänge als dieser abgestimmt werden.

D. R. P. 358 883. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 16. 4. 21 ab, ausgegeben am 16. 9. 22. Verfahren zur Entfernung von Rauhreif und Eis von Antennen der drahtlosen Telegraphie und Freileitungsanlagen. Die leitenden Teile der Anlage werden unter Benutzung eines niedrig-periodischen Wechselstromes (von 50 bis 500 Perioden) auf eine so hohe Spannung aufgeladen, daß an den mit Eis bedeckten Stellen starke Koronaverluste auftreten. Die Leitergebilde können dabei in einzelne Gruppen bzw. Abschnitte zerlegt werden, die nacheinander aufgeladen werden.

Verschiedenes.

D. R. P. 358 408. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 15. 1. 21 ab, ausgegeben am 9. 9. 22. Behälter zum Einbau elektrischer Anlagen, insbesondere für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie. Die zur Montage der einzelnen Apparateteile benutzten Wände des Kastens sind derart gelenkig miteinander verbunden, daß sie wahlweise in eine Ebene gedreht werden können.

D. R. P. 363 090, Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 6. 1. 21 ab, ausgegeben am 6. 11. 22. Ortsbewegliche Station für drahtlose Nachrichtenübermittlung. Auf einem Motorrad sind eine betriebsfertige Station und ein etwa teleskopartig ausgebildeter Mast derart angeordnet, daß bei fahrendem und stillstehendem Rad der Mast sogleich betriebsbereit ausgezogen und die Station unmittelbar, ohne Änderung ihres Aufbaues, unter Zuhilfenahme des Fahrradmotors zum Antrieb des Generators in Benutzung genommen werden kann. Die Anordnung soll auch so getroffen werden, daß sämtliche oder einige Teile derselben von dem Motorzweirad abgenommen werden können, daß aber die zum Betriebe der abgenommenen Teile erforderliche Energie während der Fahrt von dem Antriebsmotor des Rades geliefert oder ergänzt wird, indem dieser Motor gleichzeitig eine Dynamomaschine zur Speisung einer Batterie o. dgl. während der Fahrt betreibt.

D. R. P. 359506. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 22. 8. 19 ab, ausgegeben am 23. 9. 22. Veränderliche Selbstinduktion. Die Wicklung ist spiralig in einer Kugelfläche ausgebreitet, wobei die Stromabnahme von innen oder außen erfolgt.

D. R. P. 364333. Otto Fulda in Berlin-Friedenau. Patentiert vom 22. 12. 17 ab, ausgegeben am 23. 11. 22. Verfahren der drahtlosen Nachrichtenübertragung mittels ungedämpfter Wellen. Während des Anrufens der Gegenstation wird die für den Dauerbetrieb bereits scharf abgestimmte Sendewelle mit Hilfe an sich bekannter Mittel, beispielsweise einen mit Triebwerk verbundenen Drehkondensator, Variometer o. dgl., in einem zweckmäßig symmetrisch zur abgestimmten Sendewelle liegenden beschränkten Bereich kontinuierlich variiert. Auf der Empfangsstation wird die Überlagerungswelle neben ihrer zum Zwecke der Abstimmung in üblicher Weise erfolgenden Änderung gleichzeitig mit Hilfe an sich bekannter Mittel in gewissen Grenzen kontinuierlich variiert. Durch wahlweise Änderung der Umlaufsgeschwindigkeit des rotierenden Kondensatorteiles kann eine Wellenvariation erzeugt werden, die auf der Empfangsseite charakteristische Töne oder Geräusche hervorruft. Es können auch durch verschiedene Wahl der Kondensatorausschnitte charakteristische Töne erzeugt werden.



Digitized by Google

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Band 21. März 1923. Heft 3.

Inhalt.

Seite

W. Hahn, Der deutsche drahtlose Telephondienst. (Mit 6 Figuren im Text) 150

A. Danilewsky, Über die Methoden der Schwingungserzeugung mittels einer Elektronenröhre mit fünf Elektroden. (Mit 7 Figuren im Text) 156

L. Bergmann, Eine einfache Poulsenlampe für Meß- und Demonstrationszwecke. (Mit 1 Figur im Text) 160

T. L. Eckersley (E. Lübcke), Der Einfluß der Heaviside-Schicht auf die scheinbare Richtung elektromagnetischer Wellen. (Mit 10 Figuren im Text) 162

Referate:

L. W. Austin (H. Eales), Die monatlichen Durchschnittswerte der Signalstärke von Nauen in Washington von 1915 bis 1921 und die monatlichen Durchschnittswerte der atmosphärischen Störungen in Washington von 1918 bis 1921. (Mit 5 Figuren im Text) 189

Kurze Mitteilungen:

Das österreichische Funk-Monopol der Marconi-Gesellschaft . . 193

Die Radiotechnik auf der Leipziger Frühjahrsmesse 1923 (E. Nesper) 193

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an *Dr. E. Nesper*, *Berlin-Friedenau*, *Trägerstr. 2 I*, zu senden.

Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen.

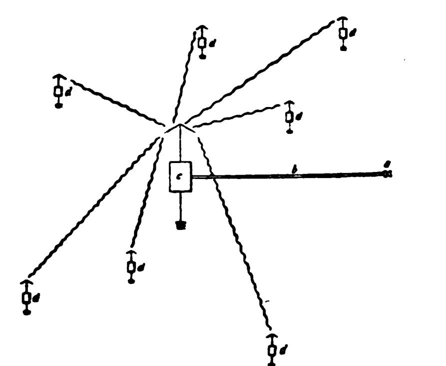
Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn Berlin W. 10*, *Genthinerstraße 39*, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Der deutsche drahtlose Telephondienst.

Von **W. Hahn.**

(Mitteilung aus dem Telegraphentechnischen Reichsamt.)

Nachdem eine Reihe von Versuchen größeren Umfangs zur Übermittlung von Nachrichten mit drahtloser Telephonie[1]) gezeigt hat, daß diese Beförderungsart für den praktischen Gebrauch geeignet ist, konnte am 2. September v. J. der drahtlose Telephondienst endgültig eröffnet werden. Hierbei werden die von einer Zentralstelle gesammelten Wirtschaftsmeldungen drahtlos-telephonisch verbreitet und von einer großen Zahl mit Empfangsapparaten versehenen Teilnehmer, die über ganz Deutschland verbreitet sind, aufgenommen. Die Sammlung



a Sprechstelle im Eildienst Berlin.
b Fernsprechleitung Berlin-Königswusterhausen.
c Telephonsender in Königswusterhausen.
d Teilnehmer.

Fig. 1. Schema des drahtlosen Telephondienstes.

und Verbreitung dieser Nachrichten erfolgt durch den Eildienst für amtliche und private Handelsnachrichten G. m. b. H. in Berlin NW 7, Bunsenstr. 2. Das Recht zur Aufnahme der Nachrichten und zur Aufstellung eines Empfangsapparates kann jeder Abonnent des Eildienstes durch Zahlung einer an die Reichspost fließenden Gebühr erwerben. Eine große Zahl von Banken und Geschäftshäusern in z. Zt. 140 deutschen Städten werden nunmehr täglich mehrmals mit wichtigen Wirtschaftsnachrichten versorgt.

Zum Aussenden der Nachrichten dient ein auf der Hauptfunkstelle Königswusterhausen befindlicher Röhrensender mit Telephonieeinrichtung. Die Besprechung dieses Senders erfolgt vom Gebäude des Eildienstes aus über eine Fernsprechleitung. Fig. 1 stellt das

1) W. Hahn, Elektrot. Ztschr. 1920, Heft 37, S. 727—29.

Schema dieses drahtlosen Telephondienstes dar. Um eine möglichst gleichmäßige Besprechung zu erzielen, wurde eine Sprecheinrichtung konstruiert, die aus einem Pult besteht mit angebauter Mikrophonapparatur. In Fig. 2 ist diese Sprecheinrichtung wiedergegeben.

Der Telephoniesender besitzt 10 Schwingungsröhren zu je 1,5 kW Leistung für eine Anodenspannung von etwa 4000 Volt. Der Sender ist mit einem Zwischenkreis ausgerüstet und arbeitet mit Fremdsteuerung, d. h. die Sendewelle wird dem Sender von einem kleinen

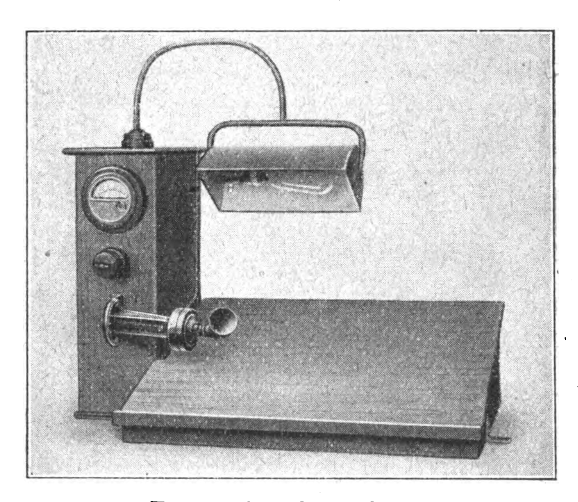


Fig. 2. Sprecheinrichtung.

Steuersender aufgedrückt. Der Zwischenkreis sowie der Antennenkreis müssen auf die Welle des Steuersenders abgestimmt sein, damit das Maximum an Antennenenergie erzielt wird. Die Telephonieeinrichtung ist an dem Steuersender angeschlossen. Die Energie des Steuersenders wird im Rhythmus der Sprache geändert; er überträgt nun seine im Sprachrhythmus modulierte Energie auf den Gitterkreis des großen Senders, wodurch dann der Antennenstrom ebenfalls im gleichen Rhythmus geändert wird. Die Telephonieeinrichtung besteht im wesentlichen aus einer Vorröhre nach Telefunken-Schäffer, die in den Anodenkreis eingeschaltet ist. Dem Gitter dieser Vorröhre wird der Sprechwechselstrom zugeführt. Hierdurch schwankt der innere Widerstand der Vorröhre und die Schwingungsröhren des Steuersenders erhalten eine in Sprachrhythmus modulierte Anodenspannung, die eine entsprechende Änderung der Energie bedingt. Da die vom Besprechungsapparat ge-

lieferte Leistung nicht ausreicht, um die nötige Beeinflussung der Vorröhre zu erzielen, ist vor diese eine Verstärkeranordnung geschaltet.

Um jederzeit eine Verständigungsmöglichkeit zu haben zwischen der Sprechstelle im Eildienst und dem Senderaum in Königswusterhausen, ist eine zweite Fernsprechleitung bereit gestellt, an deren Enden Fernsprechapparate angeschlossen sind. Die beiden Leitungen können in Störungsfällen mittels eines Umschalters vertauscht werden. Fig. 3 stellt das Schaltbild des Telephoniesenders mit den Besprechungseinrichtungen dar. Die eingezeichneten Buchstaben beziehen sich auf folgende Gegenstände:

a) 10 Schwingungsröhren zu je 1,5 kW (in Fig. 3 sind nur 2 Röhren gezeichnet).
b) 2 Schwingungsröhren zu je 0,5 kW (in Fig. 3 ist nur 1 Röhre gezeichnet).
c) Vorröhre 0,5 kW.
d) Sprachverstärkerröhren.
e) Mikrophon für lokale Besprechung.
f) Mikrophon im Eildienst.
g) Fernsprechleitungen Berlin-Königswusterhausen.
h) Leitungsumschalter.
i) Fernsprechapparate.

In Fig. 4 ist eine Photographie des Telephoniesenders wiedergegeben.

Die bei den Teilnehmern errichteten Empfangseinrichtungen bestehen aus einer ein- bis zweidrähtigen, zwischen Rohrständern aufgehängten Antenne, dem Netzanschlußgerät und dem Audionempfänger. Bei weiter entfernt liegenden Stellen kommt noch ein Einrohr- bzw. Zweirohrverstärker hinzu. Die für die Röhren dieser Apparate benötigten Heizströme und Anodenspannungen werden über das Netzanschlußgerät unmittelbar dem Starkstromnetz entnommen. Dieses Gerät enthält die nötigen Vorschaltwiderstände, Eisenwiderstände sowie Drosselspulen und Kondensatoren, um die im Netz enthaltenen Spannungsschwankungen und Geräusche von der Empfangsapparatur fernzuhalten. Fig. 5 zeigt das Netzanschlußgerät und den Empfänger in Verbindung mit einem Zweirohr- und einem Einrohrverstärker. Die Empfänger sind durch Beamte der Telegraphenverwaltung auf die Sendewelle 4000 m abgestimmt und dann plombiert worden. Ein Empfang auf anderen Wellen ist ohne Öffnung des Apparates nicht möglich. Zurzeit sind nur Netzanschlußgeräte für Gleichstrom im

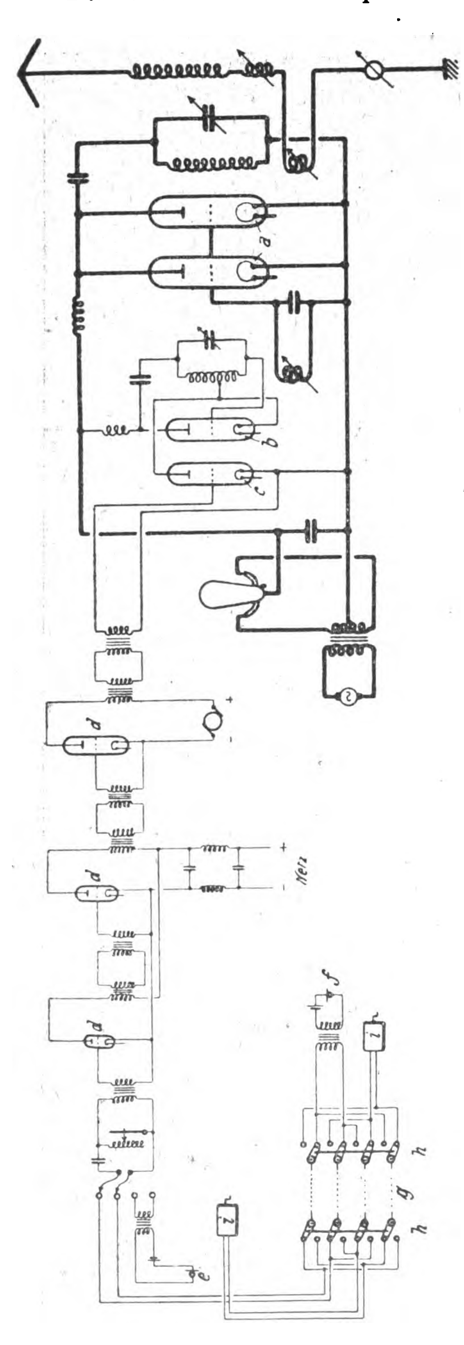


Fig. 3. *Schaltbild des Telephoniesenders mit den Besprechungseinrichtungen.*

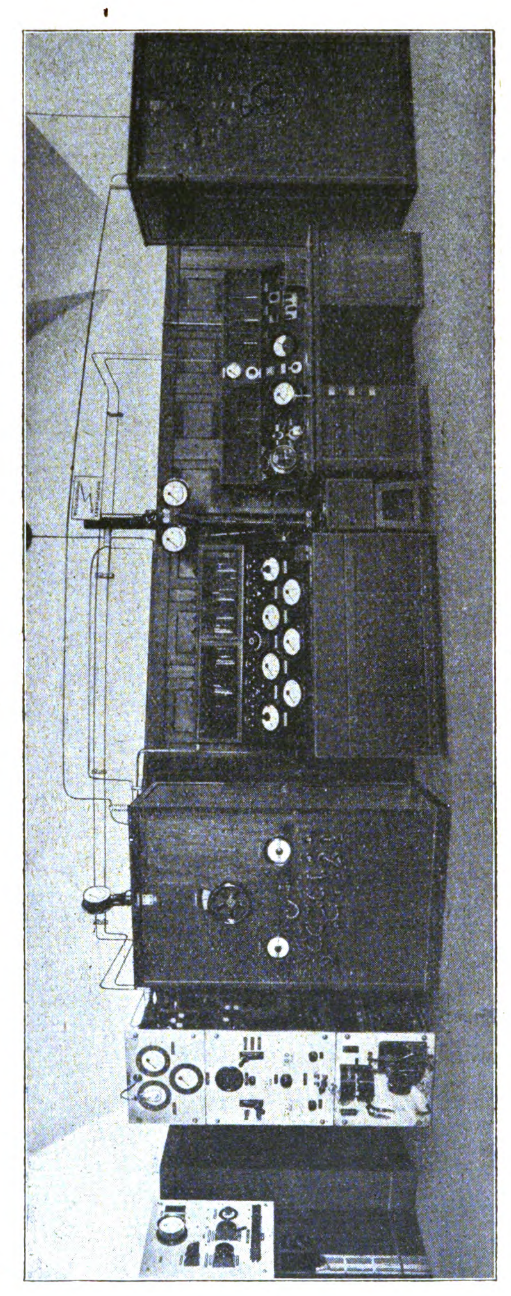


Fig. 4. Telephoniesender.

Betrieb. Die Geräte für Wechselstrom befinden sich noch in der Fabrikation.

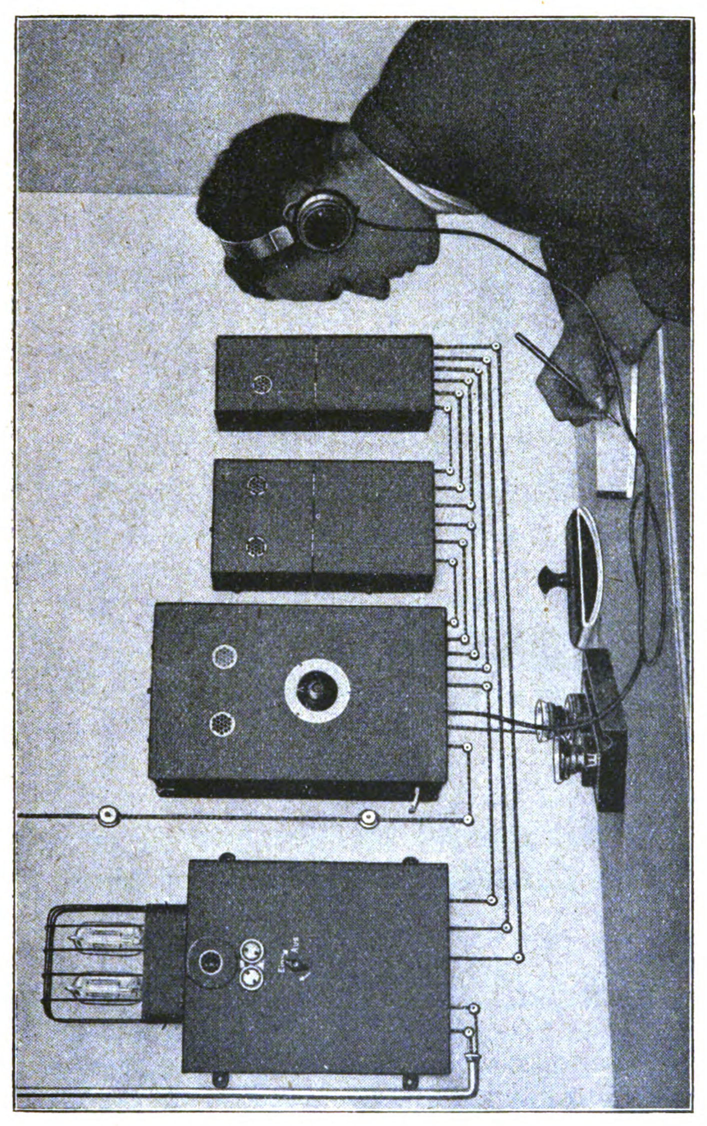
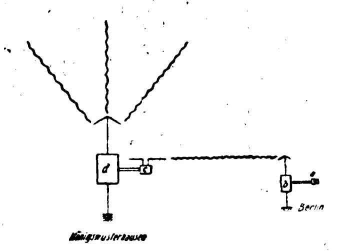


Fig. 5. Empfangseinrichtung.

Um den drahtlosen Telephondienst auch durchführen zu können, wenn sämtliche Besprechungsleitungen gestört sind, ist eine drahtlose

Übermittlung von Berlin nach Königswusterhausen eingerichtet worden. Zu diesem Zweck ist im Haupttelegraphenamt ein Telephonie-Röhrensender aufgestellt worden, der vom Eildienst aus besprochen werden kann. In Königswusterhausen wurde eine Empfangsanlage eingerichtet, die aus einer etwa 5 m hohen und 100 m langen V-Antenne besteht



a Sprechstelle im Eildienst.
b Kleiner Telephoniesender in Königswusterhausen.
c Empfangseinrichtung in Königswusterhausen.
d Großer Telephoniesender in Königswusterhausen.

Fig. 6. Drahtlose Besprechung des Senders in Königswusterhausen.

in Verbindung mit einem Sekundärempfänger und Hochfrequenzverstärker. Die Versuche haben gezeigt, daß hier ein einwandfreier Empfang möglich ist, trotzdem in unmittelbarer Nähe die zahlreichen Sender der Hauptfunkstelle in Betrieb sind. Auch ist es möglich, den Empfang unmittelbar dem großen Telephoniesender zuzuführen. Fig. 6 zeigt diese drahtlose Besprechung des Telephoniesenders in Königswusterhausen.

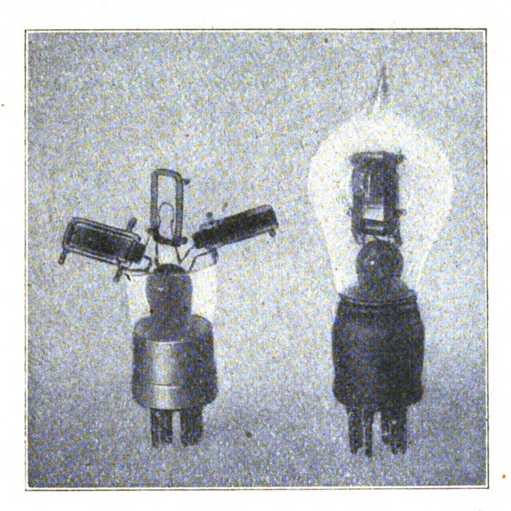
Über die Methoden der Schwingungserzeugung mittels einer Elektronenröhre mit fünf Elektroden.

Von A. Danilewsky.

Im folgenden mögen einige Versuche der Schwingungserzeugung mittels einer Elektronenröhre mit fünf Elektroden, die im Jahre 1920 von mir konstruiert wurde[1]), mitgeteilt werden. Diese Röhre besteht aus zwei flachen Anodenplatten und aus zwei Gittern, die symmetrisch an beiden Seiten eines ösenförmigen Glühfadens angebracht sind. Die

1) Am Russischen amtlichen Patentbureau den 26. Oktober 1920 Nr. 7—4218 angemeldet.

Anodenplatten A_1 und A_2 Fig. 1 (in dieser Figur ist eine fertig montierte Röhre *b* und die auseinander gebogenen Elektroden einer anderen *a* zu sehen) sind mit ihren oberen und unteren Enden an Glasrähmchen



a *b*

Fig. 1.

R befestigt, auf deren Seiten der Gitterdraht aufgewickelt ist; auf diese Weise umschlingt jedes Gitter seine Anodenplatte[1]). Die Entfernung Anode—Gitter beträgt ca. 2 mm. Der ösenförmige Glühfaden

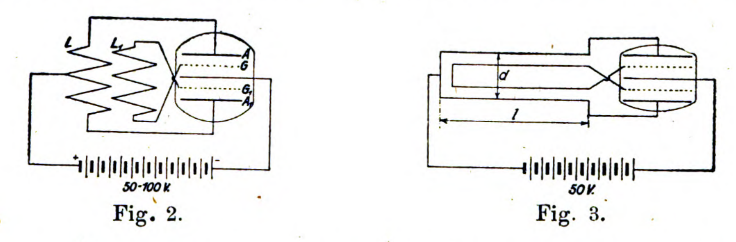


Fig. 2. Fig. 3.

K ist an einem ähnlichen Rähmchen befestigt, das auch die beiden oben erwähnten Anoden- und Gitterrähmchen führt. Die Entfernung Kathode—Gitter beträgt ebenfalls ca. 2 mm. Bei der Schwingungserzeugung wurde die Röhre, wie aus der Fig. 2 ersichtlich ist, ein-

1) Dieses erste Röhrenmodell wurde seiner Konstruktion nach zwecks leichterer Herstellung den Dreielektrodenröhren des Nishnij-Nowgoroder Radiolaboratoriums angepaßt.

geschaltet. Diese Schaltung ist geeignet zur Erhaltung von Schwingungen der Wellenlänge λ von einigen Metern, wobei die Spulen L und L_1 aus wenigen Drahtwindungen bestehen sollen. Eine Spule aus drei Windungen (Durchmesser von 4,3 cm) ergibt $\lambda = 7{,}4$ m; beide Spulen L und L_1 waren stets gleich dimensioniert.

Die kürzeste Wellenlänge, die dabei erhalten wurde, betrug 2 m. Dabei wurde jede Spule durch eine Drahtschleife (Fig. 3) ersetzt mit der Länge $l = 8{,}5$ cm und der Breite $d = 2$ cm. Die Wellenlänge

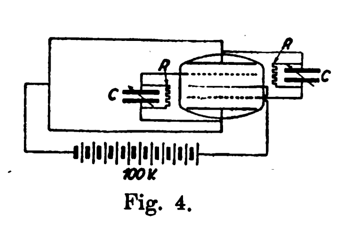


Fig. 4.

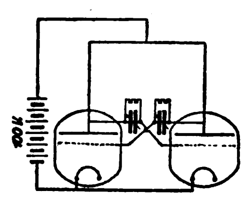


Fig. 5.

wurde in Paralleldrähten gemessen, die mit den Schleifen induktiv gekoppelt waren. Dabei mußte in diesem Grenzfalle, wegen der geringen Größe der Energie, bei den Messungen mit einem Thermoelement ein Spiegelgalvanometer angewandt werden; dagegen reichte bei größeren λ ein Mikroamperemeter völlig aus.

Die oben erwähnte Schaltung mit induktiver Rückkoppelung entspricht ihrem Prinzip nach vollständig derjenigen von Holborn[1]) mit zwei Elektronenröhren zu drei Elektroden jede, wobei Wellenlängen derselben Größenordnung erhalten wurden, so daß die Einzelheiten übergangen werden mögen. Außer der induktiven Rückkoppelung gelingt auch die Schwingungserzeugung mit einer kapazitiven Koppelung (Fig. 4); dabei betragen die variablen Kapazitäten C von 10 bis 24 cm; die Ableitungswiderstände R ca. 1 Megohm. Bei kleinen L, eine Drahtschleife von ca. 20 cm Länge ergibt sich $\lambda \approx 5$ m[2]), gemessen nach der Schwebungsmethode[3]). Dieselbe Schaltung kann auch mittels zwei Röhren mit drei Elektroden jede verwirklicht werden (Fig. 5).

Bei angepaßter Heizung wurden in der Schaltung der Fig. 6 die derjenigen der Fig. 4 analog ist, Schwingungen einer verhältnismäßig sehr kleinen Wellenlänge erhalten und gemessen. Hier ist eine der

1) F. Holborn, Ztschr. f. Phys. 6, S. 328, 1921.
2) Die Wellenlänge hängt von der Größe C ab.
3) B. Wwedensky und K. Theodertschik, Ann. d. Phys. 68, S. 463, 1922.

beiden Kapazitäten C durch zwei Paralleldrähte (Länge ca. 1 m, gegenseitige Entfernung 2 cm) ersetzt. F und F_1 stellen zwei Rubenssche Fläschchen dar, bestehend aus Glasröhrchen von 3,5 mm Durchmesser und 30 mm Länge mit Stanniol belegt. An die Belegungen wurde direkt ein Detektor angebracht, parallel zu diesem wurde ein Mikroamperemeter eingeschaltet. Die Kurve, die bei der Verschiebung der

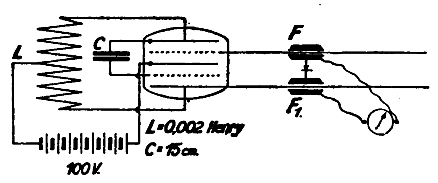


Fig. 6.

Fläschchen an den Drähten erhalten wurde (Ordinaten Skalenteile des Mikroamperemeters) stellt die Spannungsverteilung dar und ist in der Fig. 7 abgebildet. Sämtliche auf diese Weise erhaltenen Kurven zeigen eine Unabhängigkeit der Erscheinung in ihren Grundzügen von dem Anodenpotential und von dem Heizstrom. Doch verändert sich, obwohl in geringem Maße, die gegenseitige Entfernung der Maxima und

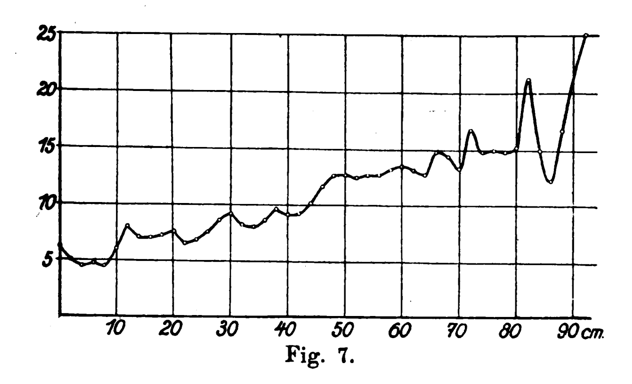


Fig. 7.

Minima bei Verwendung verschiedener Röhren. Wahrscheinlich erklärt sich die Erscheinung durch das Vorhandensein von Obertönen höherer Ordnung.

Die ersten Exemplare der in dieser Arbeit angewandten Fünfelektrodenröhren wurden im Jahre 1921 im Radiolaboratorium zu Nishnij-Nowgorod ausgeführt. Heute werden diese Röhren im Moskauer Physikalisch-Technischen Reichsinstitut angefertigt.

Zum Schluß erlaube ich mir die angenehme Pflicht zu erfüllen, dem Herrn Prof. M. A. Bontsch-Brujewitsch und dem Herrn Prof. A. A. Schaposchnikoff (Radiolaboratorium zu Nichniy-Nowgorod), dem Direktor des Physikalisch-Technischen Reichsinstituts Herrn Prof. W. I. Romanoff für ihr höchst liebenswürdiges Entgegenkommen und dem Herrn Prof. M. W. Schuleikin, dessen Rat mir den Anlaß zu den Versuchen mit den kurzen Wellen gegeben hat, meinen Dank auszusprechen.

Moskau, Physikalisch-Technisches Reichsinstitut, Oktober 1922.

Eine einfache Poulsenlampe für Meß- und Demonstrationszwecke.

Von Ludwig Bergmann.

Heute benutzt man zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen für Meßzwecke oder für Demonstrationsversuche vielfach die modernen Hochvakuumelektronenröhren, die bei Konstanthaltung der nötigen Betriebsspannungen überaus gleichmäßige, immer wieder reproduzierbare ungedämpfte Schwingungen ergeben. Bei dem sehr hohen Preise dieser Senderöhren und ihrer immerhin beschränkten Lebensdauer dürfte man aber heutzutage für viele Zwecke wieder die Lichtbogenmethode zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen heranziehen, besonders wenn es sich um möglichst starke Hochfrequenzströme handelt. Ich möchte daher im folgenden die Konstruktion einer sehr einfachen Poulsenlampe angeben, wie sie leicht von einem Mechaniker angefertigt werden kann. Die Lampe liefert sehr regelmäßige Schwingungen und brennt nach dem Einregulieren sehr ruhig. Im Prinzip ähnelt die Lampe der von Kiebitz[1]) angegebenen Form. Es sind ja eine ganze Reihe solcher Poulsenlampenkonstruktionen bekannt,[2]) die aber alle mehr oder weniger schwierig zu bauen sind. Bei der beschriebenen und in Fig. 1 im Durchschnitt gezeichneten Lampe brennt der Lichtbogen zwischen einer Homogenkohle f als Kathode und einer Kupferplatte a als Anode. Um die Anode gut zu kühlen, bildet sie den Boden eines Messinggefäßes, das beim Betriebe mit Wasser gefüllt wird. Bei längerem Betriebe empfiehlt es sich das Gefäß mit einem Deckel und

1) Jahrbuch 2, S. 357, 1908.

2) Siehe z. B. Rein-Wittz, Radiotelegr. Praktikum, S. 38 ff., 1921; Nesper, Handbuch der drahtlosen Telegraphie II, S. 39 ff.



mit einem Ein- und Ausfluß zu versehen, um Wasser hindurchströmen zu lassen. An dieses Messinggefäß läßt sich von unten ein zweites Gefäß *b* gasdicht anschrauben. Der Boden dieses Gefäßes trägt in seiner Mitte eine runde Fiberplatte *c* in die ein Messingrohr *d* eingeschraubt ist. Das Rohr dient als Führung für ein verschiebbares Messingrohr *e*, das unten einen isolierten Handgriff trägt und in das

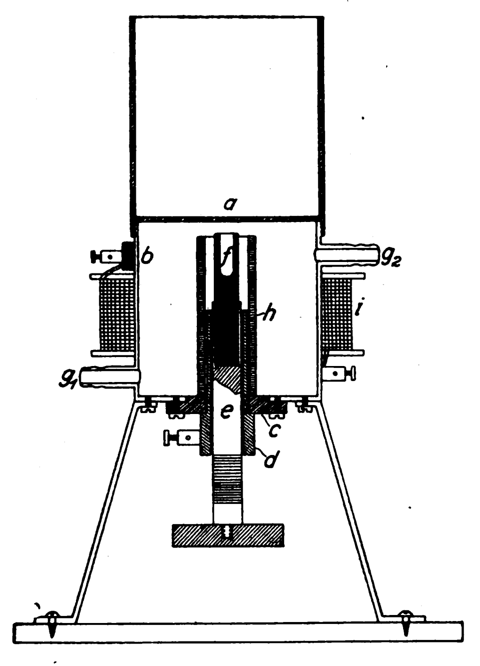


Fig. 1.

oben die auswechselbare Homogenkohle *f* eingesetzt werden kann. Das Gefäß *b* besitzt noch zwei Schlauchansätze g_1 und g_2 um Leuchtgas durch das Gefäß strömen zu lassen. Damit der Lichtbogen zwischen Kohle und Kupferplatte nicht dauernd an einer Stelle brennt, ist die Kohle, deren Durchmesser etwa 11 mm beträgt, am oberen Ende ein Stück weit mit einer 6 mm Bohrung versehen, so daß der Lichtbogen nur am Rande der Kohle brennen kann, und zwar wird der Lichtbogen durch ein Magnetfeld gezwungen, dauernd auf diesem Kohlenrande herumzuwandern. Das Magnetfeld wird von einer Spule *i* erzeugt, die außen um das Gefäß *b* herumgelegt ist und die als Eisen-

kern ein Eisenrohr *h* besitzt, das über das Messingrohr *d* geschoben ist und mit seinem oberen Ende etwa 6 mm von der Kupferplatte *a* absteht. Die Spule *i* ist in den Speisestrom des Lichtbogens eingeschaltet und dient gleichzeitig als Drossel, um den Schwingungen den Weg in den Gleichstromkreis zu blockieren. Beim Betrieb ist es nur nötig die Lichtbogenlänge möglichst konstant zu halten, was sich leicht mit einer auf dem Rohr *e* angebrachten Millimeterteilung erreichen läßt, zumal wenn man gleichzeitig die Bogenspannung durch ein dem Lichtbogen parallel geschaltete Voltmeter kontrolliert. Mit einer so gebauten Lampe erhielt ich z. B. bei einer Betriebsspannung von 220 Volt einer Gleichstromstärke von 4 Amp. und einer Bogenspannung von 80 Volt in einem angeschalteten Schwingungskreis mit der Wellenlänge 3000 m einen Hochfrequenzstrom von 5,5 Amp.

Gießen, Physikal. Institut Dezember 1922.

Der Einfluß der Heaviside-Schicht auf die scheinbare Richtung elektromagnetischer Wellen.

Von **T. L. Eckersley.**[1])

Übersetzt von Ernst Lübcke.

Zahlreiche Versuche sind im Laufe der Zeit unternommen, um die Launen der Radiotelegraphie auf große Entfernungen durch die Wirkung einer leitenden Schicht in der oberen Atmosphäre zu erklären. Hierzu gehören die Theorien von Fleming und Eccles, sie benutzen die gewöhnlich als „Heaviside-Schicht" bezeichnete leitende Schicht, die in einer Höhe von 50—100 km über der Erdoberfläche angenommen wird. Wir wissen noch sehr wenig über die Natur und Beschaffenheit dieser Schicht, trotzdem besteht kaum ein Zweifel an ihrer Existenz. Schuster[2]) hat gezeigt, daß die nächtlichen Schwankungen der erdmagnetischen Größen von Strömen herrühren können, die durch die Ebbe- und Flutbewegung einer solchen Schicht im permanenten erdmagnetischen Felde hervorgerufen werden. So werden die ultravioletten Sonnenstrahlen die Luft ionisieren und leitend machen. Swann hat berechnet, daß ihre Leitfähigkeit sehr

1) Nach The Radio Review 2, S. 60—65 u. S. 231—248.

2) Schuster, Phil. Trans. Royal Soc. London, Bd. 208 A, S. 182, 1907, 1921.

schnell mit der Höhe über dem Erdboden zunimmt, und direkte Beobachtungen der Ionenzahl, die in großer Höhe, auf Bergen usw. gebildet werden, bestätigen dieses.

In vorliegender Arbeit sind Erscheinungen behandelt, die weitere schlagende Beweise für die Existenz einer leitenden Schicht liefern und die uns etwas Einsicht in die Dinge gewähren, die in den Regionen der oberen Atmosphäre vor sich gehen.

Die Entwicklung der F.T.-Peilung hat hierzu eine Handhabe für den Forscher gegeben.

In seiner einfachsten Form ist der elektrische Richtungsfinder ein geschlossener Drahtkreis, der um eine vertikale Achse gedreht werden kann und der mit einem Empfänger gekoppelt ist. Wird dieser Rahmen auf eine Sendestation abgestimmt, so erhält man keinen Empfang der Signale, wenn die Rahmenebene senkrecht auf der Verbindungslinie mit ihr steht. Der Grund hierfür ist, daß in einer ebenen Welle die magnetische Kraft senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung schwingt. In dieser Rahmenstellung durchsetzt kein magnetischer Fluß seine Windungsfläche, und es wird keine E.M.K. induziert.

Diese Eigenschaft geschlossener Rahmen kann man zur Richtungsbestimmung von Sendestationen benutzen. Es ist die einfachste Methode hierzu.

Der drehbare Rahmen ist aus mechanischen Gründen in seiner Größe beschränkt. Er ist deshalb unempfindlich. Das Bellini-Tosi-System ist empfindlicher. Es besteht aus zwei großen Luftleitern in zwei aufeinander senkrechten Vertikalebenen, die mit den zwei festen Spulen des sog. Goniometers verbunden sind. Diese Spulen stehen ebenfalls senkrecht aufeinander. Eine dritte kleinere Spule, die um eine Achse im Schnitt der Zentralebenen der beiden Spulen drehbar ist, ist mit dem Empfänger verbunden. Die in den zwei Luftleitern durch die einfallenden Wellen induzierten Ströme sind in Phase und rufen ein resultierendes Magnetfeld R hervor, dessen Richtung von der relativen Stromstärke in den beiden Luftleitern abhängt, d. h. von der Richtung des Strahles vom Sender zum Empfänger. Wenn die Ebene der beweglichen Spule senkrecht zu diesem Strahl steht, erhält man keinen Empfang. Die Lage dieses Minimums gibt daher die Richtung von R. Es ist dann leicht, die Einrichtung so zu treffen, daß man direkt die Richtung des Senders ablesen kann.

Die Ergebnisse mit diesen Peilinstrumenten stimmen darin überein, daß bei Tage, d. h. von etwa 1 Stunde nach Sonnenaufgang bis 1 Stunde vor Sonnenuntergang, die Richtungen gut stimmen und

daß der wahrscheinliche Fehler einer einzelnen Peilung unter sehr günstigen Umständen nur $^1/_2{}^0$ ist, zunehmend bis 1,5 und 2^0 bei weniger günstigen Lagen.

Diese Tagpeilungen sind systematischen Fehlern ausgesetzt, die beträchtlich größer als 2^0 werden können, z. B. infolge Brechung des Strahles an einer Küstenlinie. Die zufälligen Fehler scheinen jedoch in der Hauptsache persönliche Fehler in der Beobachtung zu sein. Z. B. ist der wahrscheinliche Fehler einer leisen Station größer als einer lauten, da die Meßschwierigkeit im ersteren Falle größer ist. Wenn man eine große Zahl von Peilungen einer festen Station nimmt, kann der Mittelwert sogar um weniger als $^1/_{10}{}^0$ falsch sein. Trägt man die einzelnen Peilungen graphisch auf, so erhält man auf diese Weise einen Anhalt über die bei Tage zu erreichende Genauigkeit. Bei Nacht sind die Peilungen unzuverlässig; es treten große Abweichungen auf; oft erhält man überhaupt kein Minimum, so daß die Peilung unbestimmt bleibt.

Die Schwankungen scheinen in südlicheren Breiten (Kairo und Saloniki) größer zu sein als in den nördlicheren (England und Frankreich). Diese treten besonders dann hervor, wenn der Weg vom Sender zum Empfänger über Gebirgsland führt. Führt der Strahl über See oder über offenes Gelände, sind die Peilungen verhältnismäßig frei von den Schwankungen. Sie treten überhaupt erst auf, wenn der Abstand Sender—Empfänger größer als 30 km ist, und erreichen ein Maximum bei 500—600 km Entfernung über Land. In nördlichen Breiten treten die Abweichungen besonders bei Sonnenuntergang oder etwas später hervor, im Süden bestehen sie dagegen die ganze Nacht mit unverminderter Stärke weiter. Sie treten für alle Wellenlängen von 300 bis 5000 m und mehr auf. Eine Wellenlänge wird scheinbar nicht besonders bevorzugt.

Die folgenden Beispiele sollen einen Einblick in die bei Nachtpeilungen auftretenden Änderungen gewähren. Beim ersten Beispiel sind sie sehr wenig systematisch, d. h. die Fehler sind ebensoviel positiv wie negativ. Die Sendestation bei Damaskus war etwa 640 km von der Empfangsstation bei Kairo entfernt. Das zwischenliegende Land war teils hügelig, teils trockener Wüstensand, teils gut bewässertes Alluvium. Die Großstation gab gewöhnlich mit 2600 m Wellenlänge. Die Peilungen schwanken über einen großen Bereich im Laufe weniger Minuten. Die Abweichungen betragen bis zu 25^0. Die Fig. 1 zeigt die Resultate. Die wahre Peilung ist $50{,}5^0$. Aus den Nachtpeilungen ergab sich im Mittel $49{,}5^0$. Der mittlere Fehler

ist hier 12°, dieser ist groß im Vergleich zu dem bei Tage (etwa 0,5°).

Als zweites Beispiel eine Station mit markanten systematischen Fehlern bei Nachtpeilungen. Die Sendestation bei Jamboli lag etwa 480 km von der Empfangsstation bei Saloniki. Das Zwischengelände ist sehr gebirgig. Die Bergketten erreichen Höhen von

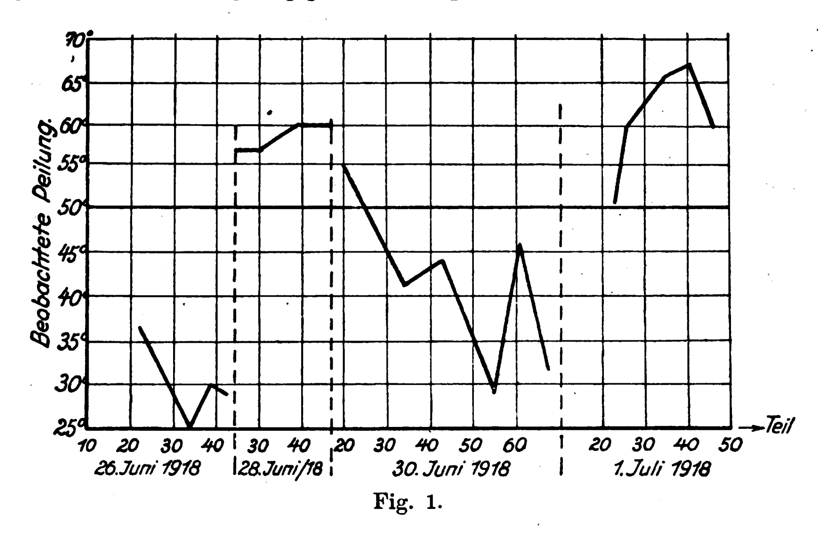


Fig. 1.

2100—2400 m. Die wahre Peilung der Station war 55°. Aus 23 Nachtpeilungen ergab sich im Mittel 73° mit einem wahrscheinlichen Fehler von 1,25°. Der systematische Fehler von 18° (= 73°—55°) ist daher fünfzehnmal größer als der Fehler des Mittelwertes und dreimal größer als der wahrscheinliche Fehler einer einzelnen Beobachtung. Die Beobachtungen ergaben keine weitere Vergrößerung des systematischen Fehlers über seinen wahrscheinlichen Fehler hinaus.

Das folgende Beispiel ist interessant, weil es einen großen Unterschied in den Peilungen zweier Empfangsstationen zeigt. Die Sendestation bei Sofia war im Gebirge gelegen. Die Empfangsstation Nr. 1 bei Saloniki war etwa 160 km und die Station Nr. 2 bei Cairo war etwa 1300 km entfernt. Die Peilungen von Station 1 aus waren bei Nacht so unbestimmt, daß es praktisch unmöglich war, überhaupt zu einem Resultat zu kommen. Die Tagpeilungen waren ganz genau. Dagegen waren die Nachtpeilungen von Station 2 ziemlich konstant und erreichten selten Fehler von 2°—3°. Ähnliche

Fehler traten nachts auf, wenn die Wellen 80—100 km über Wüstenboden der nördlichen Sinai-Halbinsel gelaufen waren.

Beispiele dieser Art könnten noch mehr gegeben werden. Diese mögen genügen, um einen Begriff von der Natur der Schwankungen zu geben.

Eine Erklärung dieser Erscheinungen ist nicht schwierig. Die Theorie sagt, daß sie von Strahlen herrühren, die an einer oberen leitenden Schicht in der Atmosphäre reflektiert oder gebeugt werden. Und wir werden weiter unten zeigen, daß diese Theorie wenigstens eine gute Annäherung an die Wirklichkeit darstellt.

Kurz ausgedrückt bedeutet dieses: Der Rahmen kann auch Signale von einer Sendestation aufnehmen, wenn die Rahmenebene senkrecht auf der Verbindungslinie beider Stationen steht, d. h. auf dem Strahl vom Sender zum Empfänger. Geht nun eine elektrische Welle längs der Trennungsfläche zweier Medien, von denen einer leitend ist, so muß die magnetische Kraft in der Wellenfront parallel zur Trennungsfläche sein und senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung stehen; sie kann also keine E.M.K. im Rahmen hervorrufen, solange seine Ebene senkrecht auf der Normalen zur Wellenfront d. h. senkrecht zum Strahl steht. Wir können deshalb aus der Anwesenheit einer E.M.K. im Rahmen bei dieser Stellung auf das Vorhandensein irgendeines anderen Strahles von der Sende- zur Empfangsstation schließen, der in einer horizontalen oder vertikalen Ebene oder in beiden reflektiert oder gebeugt wurde. Die Theorie besagt nun, daß die beobachteten Effekte hauptsächlich, wenn nicht gänzlich, von dem in einer v e r t i k a l e n E b e n e reflektiertem Strahl herrühren. Es mag hervorgehoben werden, daß die beobachteten Abweichungen von den wahren Peilungen nicht verlangen, daß der Strahl vom Sender zum Empfänger nach der einen oder anderen Seite geneigt ist (Fig. 2). Es wird später gezeigt, daß ein Strahl, der immer in der durch Sender und Empfänger gehenden Ebene bleibt, die beobachteten Erscheinungen hervorrufen kann.

Natürlich werden benachbarte Berge die Wellen in einer horizontalen Ebene in bestimmter Ausdehnung reflektieren, auch ruft das Passieren der Wellen über Erde verschiedener Leitfähigkeit eine Art Beugung in einer horizontalen Ebene hervor, wie es direkt experimentell bewiesen ist; aber es gibt viele Gründe, weshalb man diese Erscheinungen der Reflexion und Beugung nicht zur Erklärung der bei Nacht beobachteten Peilungsschwankungen benutzen kann. Zunächst kann man hierbei die Unterschiede zwischen Tag- und Nachtpeilungen nicht

erklären. Dann wird ein Bergmassiv von einer in unmittelbarer Nähe liegenden Station zum mindesten ebensoviel Energie reflektieren wie von einer entfernten. Da aber nur Peilungen entfernterer Stationen (Abstand größer als 45 km) Fehler zeigen, können diese nicht hiermit, d. h. mit Reflexion in einer horizontalen Ebene erklärt werden. Schon wegen dieser Tatsache müßte man diese Annahme fallen lassen, dazu

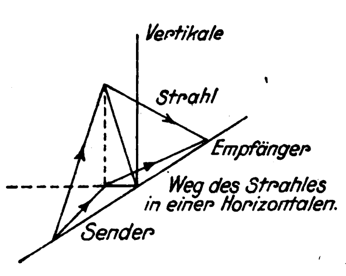


Fig. 2.

kommt noch, daß die Fehler auch in flachen Gegenden beobachtet werden, wo merkbare Reflexionen in einer horizontalen Ebene unmöglich sind.

Um auf obige Theorie zurückzukommen, so setzt die Existenz eines in einer vertikalen Ebene reflektierten Strahles das Vorhandensein mehr oder weniger ausgebildeter Schichten in der Atmosphäre voraus. Solche Schichten können z. B. bei plötzlichen Dichteänderungen oder beim Auftreten freier Ionen oder Elektronen entstehen. Die Änderungen in der Dichte können aber nicht derart markante Reflexionen hervorrufen, man muß also den Effekt einer infolge freier Ionen oder Elektronen vorhandenen leitenden Schicht zuschreiben. Wenn die untere Fläche dieser Schicht scharf begrenzt ist, tritt starke Reflexion auf; wenn die Änderung der Leitfähigkeit allmählich erfolgt, ist der reflektierte Energiebetrag nur klein.

Dies führt uns zum zweiten Kernpunkt, nämlich zu dem Auftreten der Schwankungen nur bei Nacht und nicht bei Tage. Eine Erklärungsmöglichkeit ist die, daß die untere Grenze der leitenden Schicht bei Nacht scharf ausgebildet ist, bei Tage aber nicht. Eine solche Erscheinung könnte man vernünftigerweise erwarten. Denn die Ionisation der Atmosphäre wird durch die ultravioletten Sonnenstrahlen hervorgerufen, so daß bei Tage auch die unteren Schichten der Atmosphäre von ihnen durchsetzt und ionisiert werden. Infolge der Absorption der Strahlen nimmt die ionisierende Kraft der Strahlung

allmählich ab. Man kommt so zu der Annahme, daß die Leitfähigkeit bis zu einer bestimmten Höhe zunimmt, wo der Luftdruck so niedrig ist, daß zu wenig Moleküle zur Ionenbildung da sind. Die Leitfähigkeit hängt jetzt von der Zahl N der Ionen und ihrer Beweglichkeit ab, d. h. der Geschwindigkeit dieser Ionen unter der Einheit der elektrischen Kraft. Nach der Theorie von Swann ist bei großer Höhe die Zahl der freien Ionen N über eine beträchtliche Strecke konstant, und zwar rührt die Zunahme der Leitfähigkeit mit größerer Höhe von der Abnahme des Druckes her, mit der die Beweglichkeit der Ionen ungefähr proportional zunimmt.

Wo N annähernd konstant ist, erfolgt die Wiedervereinigung der Ionen ungefähr proportional dem Rekombinationskoeffizienten α

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -\alpha N^2$$

Dieser Koeffizient ist etwa dem Druck proportional, so daß bei niedrigen Drucken, d. h. in großen Höhen, die Wiedervereinigung bei Nacht so gering sein wird, daß die Zahl der auf diese Weise verlorengehenden Ionen vernachlässigt werden kann. In geringen Höhen ist die Wiedervereinigung größer, und die Ionisation wird nach Verschwinden der ionisierenden Wirkung, d. h. der ultravioletten Sonnenstrahlen, rapide abnehmen. Man erhält so eine mehr oder weniger dauernde Schicht in großen Höhen, die von einer mit der Lichtintensität sich ändernden Ionisation niederer Schichten begleitet wird.

Wenn jetzt die Kurve 1 der Fig. 3 den Verlauf der Leitfähigkeit mit der Höhe während des Tages darstellt, zeigen die Kurven 2, 3

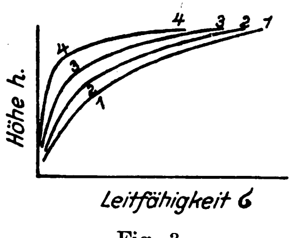


Fig. 3.

und 4 diesen Verlauf in bestimmten Zeitintervallen nach Sonnenuntergang. Die Kurven 2, 3 und 4 zeigen einen viel plötzlicheren Übergang von dem nichtleitenden zum leitenden Zustand als Kurve 1. Die untere Grenze der Schicht ist deshalb auch bei Nacht viel schärfer definiert.

Man kann deshalb auch bei Nacht eine erhebliche Reflexion erwarten, dagegen eine nur geringe, wenn überhaupt eine, bei Tage. Diese Hypothese kann den Unterschied zwischen den bei Tage und bei Nacht auftretenden Effekten wohl erklären. Jedoch muß diese Theorie noch einer kritischen mathematischen Behandlung unterworfen werden, um zu zeigen, daß sie die Tatsachen quantitativ auch ebensogut erklärt, wie sie es qualitativ tut.

Es sollen dann noch Versuche beschrieben werden, die zeigen, daß

1. ein Strahl existiert, der in einer vertikalen Ebene nur bei Nacht reflektiert wird und nicht bei Tage,
2. die Größe des Peilfehlers (Schwankung) sich proportional der Intensität des Strahles ändert,
3. die Intensität von der richtigen Größenordnung ist, um die beobachteten Effekte hervorzurufen.

Zunächst werden die Bedingungen aufgestellt, unter denen eine E.M.K. in einem Rahmen induziert werden kann, der mit seiner Ebene senkrecht auf der Richtung zur Sendestation steht. Solange die magnetische Kraft in der Rahmenantenne liegt, ist die gesamte induzierte E.M.K. gleich Null. Wir müssen deshalb untersuchen, unter welchen Bedingungen eine magnetische Kraft in der Richtung des Strahles liegen kann. Zunächst nehmen wir an, daß die Entfernung zwischen Sende- und Empfangsstation so klein ist, daß die Erdkrümmung vernachlässigt werden kann, andererseits müssen die Stationen auch so weit voneinander entfernt sein, daß die Wellen an der Empfangsstation annähernd ebene sind. Es nimmt jetzt das Problem eine sehr einfache Gestalt an.

Wir wählen rechtwinklige Koordinaten, die Z-Achse steht senkrecht zur Erdoberfläche, die X-Achse liegt in der Richtung des Strahles und die Y-Achse in einer Horizontalebeue senkrecht zum Strahl. Folgende Symbole werden wir dauernd benutzen.

$\left.\begin{matrix} X \\ Y \\ Z \end{matrix}\right\}$ = Elektrische Kräfte in der x, y, z-Richtung.

$\left.\begin{matrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{matrix}\right\}$ = Magnetische Kräfte in der x, y, z-Richtung.

α = Koeffizient der Wiedervereinigung.

$\left.\begin{matrix} l, n \\ l, -n \\ l', n' \end{matrix}\right\}$ = Richtungskosinus der Normalen der Wellenfronten der Strahlen (2), (3) und (4).

E = die in einem geschlossenen Kreise induzierte E.M.K.
$\varkappa'$ = spez. induktive Kapazität der Erde.
μ = Permeabilität der Erde.
σ = Leitfähigkeit der Erde.
$\nu = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ = Wellenlänge, c = Lichtgeschwindigkeit.
$p = 2\pi \cdot$ Frequenz der elektrischen Wellen.

Die Indizes sind im Verlauf der Arbeit bezeichnet.

Folgende Strahlen werden untersucht und übereinstimmend bezeichnet. Vgl. Fig. 4.

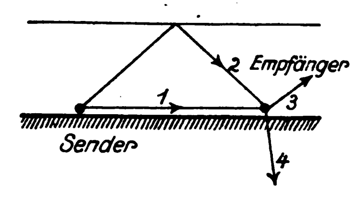


Fig. 4.

Nr. (1) wird der direkte Strahl,
Nr. (2) der einfallende Strahl,
Nr. (3) der an der Erdoberfläche reflektierte Strahl und
Nr. (4) der in die Erde gebrochene Strahl genannt.

Eine Welle muß als in der Ebene ihrer elektrischen Komponente polarisiert betrachtet werden. Im allgemeinen werden zwei Wellen in senkrechten Ebenen polarisiert sein:

1. mit der elektrischen Kraft in einer Vertikalebene senkrecht zur Erde, dann wird $\alpha = \gamma = Y = 0$ sein.
2. mit der elektrischen Kraft parallel zur Erdoberfläche, dann muß $\beta = X = Z = 0$ sein.

Den Fall 1. wollen wir ausschließen, da $\alpha = 0$ bedeutet, daß keine magnetische Kraft in der Strahlrichtung liegt.

Im allgemeinen brauchen wir nur drei Strahlen an der Empfangsstation betrachten: 1. den einfallenden, 2. den reflektierten und 3. den gebrochenen Strahl. Diese sind:

Einfallender Strahl	Reflektierter Strahl	Gebrochener Strahl	
$Y = Y_0\, \varepsilon^{j\nu(lx+nz-ct)}$	$Y = Y_r\, \varepsilon^{j\nu(lx-nz-ct)}$	$Y = Y'\, \varepsilon^{j\nu'(l'x+n'z-ct)}$	
$\alpha = \alpha_0\, \varepsilon^{j\nu(lx+nz-ct)}$	$\alpha = \alpha_r\, \varepsilon^{j\nu(lx-nz-ct)}$	$\alpha = \alpha'\, \varepsilon^{j\nu'(l'x+n'z-ct)}$	(1)
$\gamma = \gamma_0\, \varepsilon^{j\nu(lx+nz-ct)}$	$\gamma = \gamma_r\, \varepsilon^{j\nu(lx-nz-ct)}$	$\gamma = \gamma'\, \varepsilon^{j\nu'(l'x+n'z=-ct)}$	

In der Luft oberhalb der Erdoberfläche ist jetzt die gesamte elektrische Kraft:

$$Y = \varepsilon^{j\nu(lx-ct)}\{Y_0\,\varepsilon^{j\nu n z} + Y_r\,\varepsilon^{-j\nu n z}\}$$

oder

$$Y = \varepsilon^{j\nu(lx-ct)}\{(Y_0 + Y_r)\cos\nu n z + j(Y_0 - Y_r)\sin\nu n z\} \tag{2}$$

Wenden wir die Gesetze metallischer Reflexion an, dann wird:

$$Y_0 + Y_r = \frac{2\,n\,Y_0}{\left\{\frac{n}{\mu} + \frac{S}{\mu} + \frac{j\,S'}{\mu}\right\}} \quad \text{und} \quad Y_0 - Y_r = \frac{2\,Y_0\left(\frac{S}{\mu} + \frac{j\,S'}{\mu}\right)}{\left\{\frac{n}{\mu} + \frac{S}{\mu} + \frac{j\,S'}{\mu}\right\}} \tag{3}$$

wo

$$S = -\frac{1}{\sqrt{2}}\{R + (\mu\varkappa' - 1) + n^2\}^{\frac{1}{2}} \tag{4}$$

$$S' = -\frac{1}{\sqrt{2}}\{R - (\mu\varkappa' - 1) - n^2\}^{\frac{1}{2}} \tag{5}$$

$$R = \left[\{(\mu\varkappa' - 1) + n^2\}^2 + \frac{\sigma^2\mu^2}{\nu^2}\right]^{\frac{1}{2}} \tag{6}$$

Setzen wir jetzt in:

$$-\mu\frac{\partial\alpha}{\partial t} = \frac{\partial Y}{\partial z}$$
$$= \varepsilon^{j\nu(lx-ct)}\{-(Y_0 + Y_r)\nu n \sin\nu n z + j(Y_0 - Y_r)\nu n \cos\nu n z\} \tag{7}$$

die Werte für $(Y_0 + Y_r)$ und $(Y_0 - Y_r)$ ein, so wird, wenn n klein ist, das letzte Glied das wichtigste, da das erste von der Ordnung n^2 und das zweite von der Ordnung $n \cdot \nu$ ist. In jedem Falle verschwindet der Ausdruck mit n, so daß, wenn die Welle parallel der Erdoberfläche fortgepflanzt wird, kein Flux α vorhanden ist und keine E.M.K. in einem Rahmen in der y-z-Ebene induziert wird.

Wir können aus der experimentellen Existenz dieser E.M.K. schließen, daß $n \neq 0$ ist (außer wenn der Strahl in einer Horizontalebene reflektiert ist), d. h. es gibt einen Strahl, der einen merklichen Winkel mit der Erdoberfläche bildet. Dies gilt natürlich nur für ebene Wellen, die sich über ebene Flächen ausbreiten, ist jedoch in erster Annäherung richtig, wenn der Krümmungsradius der Wellenfront groß gegen die Wellenlänge ist, wie das in allen praktischen Fällen der Fall ist.

Experimentelle Untersuchung eines in einer vertikalen Ebene reflektierten und in einer horizontalen Ebene polarisierten Strahles.

Die Untersuchung besteht in der Isolierung dieses reflektierten Strahles und im Vergleich seiner Intensität mit der des direkten Strahles, und zwar gleichzeitig, wenn man Peilungsfehler beobachtet. Es wurde hierzu ein geschlossener, horizontaler Luftleiter benutzt.

Aus vorstehender Rechnung und aus Sommerfelds[1]) allgemeinen Betrachtungen folgt, daß die vertikale magnetische Komponente γ eines Strahles, der längs der Erdoberfläche fortgepflanzt ist, gleich

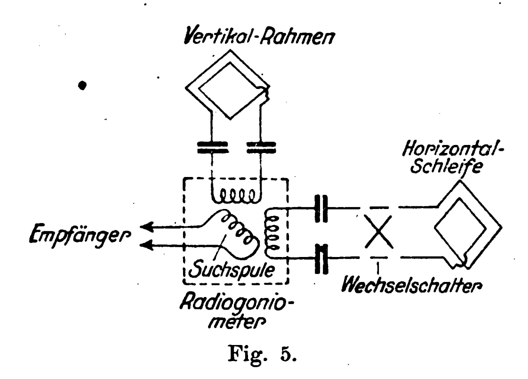


Fig. 5.

Null ist. In einem horizontalen Luftleiter kann ein solcher Strahl keine E.M.K. induzieren. Für den in der Vertikalen reflektierten Strahl (den wir der Kürze halber den indirekten Strahl nennen wollen) ist die induzierte E.M.K. proportional

$$-\mu \frac{\partial \gamma}{\partial t} = -\frac{\partial Y}{\partial x} = -j\nu l (Y_0 + Y_r) \tag{8}$$

$$= \frac{-j \nu l n \gamma_0}{\left\{\frac{n}{\mu} + \frac{S}{\mu} + \frac{j S'}{\mu}\right\}} \tag{9}$$

so daß die induzierte E.M.K. proportional ist dem Elevationswinkel des Strahles, wenn dieser klein ist, und der Intensität des Strahles selbst. Die für diesen Versuch benutzte Anordnung zeigt Fig. 5. Die Vertikal-Antenne besteht aus einem Rahmen von 170 × 215 cm mit 20 Windungen blanken Kupferdrahtes und steht mitten über einer horizontalen, geschlossenen Schleife von etwa 32 qm Fläche (3,65 m

1) A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. 28. S. 665, 1909.

Tabelle. Beobachtungen auf der Sendestation bei Damaskus.

Datum	$^1/_2\, \Theta_1$	tan $^1/_2\, \Theta_1$	Θ	tan Θ	Bemerkungen
Juni 16.	23° G.	0,42	20°	0,36	Aufgenommen bei Nacht
„	20° G.	0,36	15°	0,27	„
Juni 17.	4° V. G.	0,07	0°	0	Drei-Tage-Beobacht.
„	32° G.	0,625	20° G.	0,36	Nacht
„	15° V.	0,27	22° G.	0,34	„
„	27° F.	0,51	16° F.	0,29	„
„	21° G.	0,38	9° F.	0,16	„
„	18° G.	0,32	6,5° G.	0,11	„
„	16° V.	0,29	1° V.	0,02	„
„	19° V.	0,34	0° V.	0	„
„	10° V.	{0,18	− 4° V.	0,07	„
„	9° V.	0,16}			
„	16°—20°	0,29—0,36	0° V.	0	„
„	20°	0,36	1° V.	0,02	„
Juni 18.	10°—32°	0,16—0,625	9° G.	0,16	„
„	24°—32°	0,445—0,625	24,5°	0,46	„
„	25°	0,47	11° F.	0,19	„
„	15° G.	0,27	6° F. G.	0,10	„
„	6° G.	0,10	3° V. G.	0,05	„
„	12°	0,21	10° G.	0,18	„
„	9° G.	0,16	3° G.	0,05	„
„	7° G.	0,12	3° G.	0,05	„
„	5° G.	0,09	2° V. G.	0,03	„
„	6° G.	0,10	2° V. G	0,03	„
„	8° V. F.	0,09	0° V. G.	0	„
„	4,5°–5,0° V. G.	0,08—0,09	0,5°	0,01	„
„	13°	0,23	7° G.	0.12	„
„	15° V.	0,27	11° F.	0,19	„
„	22°—17°	0,40—0,30	17° F.	0,30	„
„	11°	0,19	5° G.	0,09	„
„	17° G.	0,30	5° G.	0,09	„

über dem Erdboden). Die Enden des Rahmens und der Schleife waren mit den festen Spulen eines Goniometers verbunden, während der Empfänger an der Suchspule lag. Ein Wechselschalter lag in der Horizontalschleife. Sind die Ströme im Rahmen und in der Horizontalschleife in Phase, dann liegt das resultierende magnetische Feld im Goniometer in einer bestimmten Richtung, die man mit der Suchspule bestimmen kann, wo kein Flux einwirkt und keine Signale auftreten.

Ist Θ_1 die Differenz zwischen zwei Minima, wenn die Horizontalschleife umgeschaltet wird, dann ist

$$\tan \tfrac{1}{2}\, \Theta_1 = \frac{\text{Strom in der Horizontalschleife}}{\text{Strom im Rahmen}} \tag{10}$$

In der vorstehenden Tabelle wird diese Größe $\frac{1}{2}\, \Theta_1$ (d. h. das

Maß der Intensität des indirekten Strahles) mit Θ, dem Peilfehler, verglichen, der entweder unmittelbar vor oder nach der Messung von Θ_1 bestimmt ist.

Die Kurve der Fig. 6 zeigt $\tan \frac{1}{2} \Theta_1$ in Abhängigkeit von $\tan \Theta$ und ein flüchtiger Blick zeigt, daß sie ungefähr proportional verlaufen,

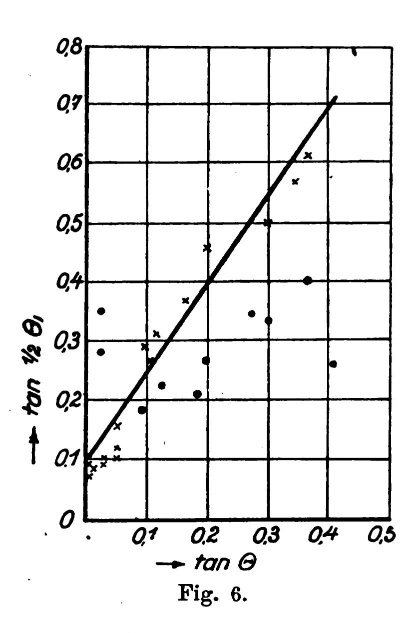


Fig. 6.

d. h. eine schlechte Peilung tritt bei starken Zeichen in der Horizontalschleife auf. Die Punkte müssen nicht auf einer Kurve liegen, da der Peilungsfehler nur dann ein Maß der Störungs-E.M.K. ist, wenn diese in Phase ist mit der gleichen E.M.K. (Wenn die E.M.KK. nicht in Phase sind, wird eine leichte Verstimmung der Horizontalschleife eine große Phasenänderung im Strom hervorrufen, so daß eine geeignete Einstellung des Abstimmkondensators die Ströme wieder in Phase bringen wird. Der gemessene Strom in der Horizontalschleife wird dann leicht zu klein.)

Für die gekreuzten Punkte (Fig. 6) sind die Minima mit Schleife und Rahmen gut bestimmt. Sie liegen auch ziemlich gut auf einer Geraden. Die Neigung dieser Geraden $\left(\text{d. h. } \frac{\tan \frac{1}{2} \Theta_1}{\tan \Theta}\right)$ sollte eine Funktion der elektrischen Konstanten des vertikalen Rahmens und

der horizontalen Schleife sein, sowie der Leitfähigkeit, des Widerstandes und der Induktivität der Erde.

Es soll bedeuten:

E_1 die E.M.K. im Rahmen, wenn er parallel zur Strahlrichtung steht,

E_1' die E.M.K. im Rahmen, wenn er senkrecht zur Strahlrichtung steht,

E_h die E.M.K. pro Flächeneinheit der Horizontalschleife,

A_h die Fläche der Horizontalschleife,

A_1 Windungsfläche des Rahmens,

$E_h \cdot A_h$ die gesamte E.M.K. der Horizontalschleife,

$E_1 A_1$ das Maximum der E.M.K. im Vertikalrahmen,

R_h der effektive Widerstand der Horizontalschleife,

R_1 der effektive Widerstand des Rahmens.

Dann ist:

$$\tan \Theta = \frac{E_1'}{E_1} \tag{11}$$

und gleichzeitig

$$\tan \tfrac{1}{2}\, \Theta_1 = \frac{E_h A_h R_1}{E_1 A_1 R_h} \tag{12}$$

so daß:

$$\tan \tfrac{1}{2}\, \Theta_1 / \tan \Theta = \frac{E_h}{E_1} \times \text{Const.} \tag{13}$$

wo diese Konstante nur von den elektrischen Eigenschaften der Kreise abhängt.

Jetzt hängt E_h und E_1' nur von dem in der Vertikalebene reflektierten Strahl ab, d. h.:

$$E_h = -\frac{\mu\, \partial \gamma}{\partial t} \tag{14}$$

$$E_1' = -\frac{\mu\, \partial \alpha}{\partial t} \tag{15}$$

Und da der Strahl in der Y-Ebene polarisiert ist (Y, α, γ), so kann auf die beiden Antennen nur das Verhältnis von $\frac{\partial \gamma}{\partial t}$ zu $\frac{\partial \alpha}{\partial t}$, $\frac{E_h}{E_1'}$, einwirken, d. h. Abhängigkeit vom Verhältnis des einfallenden zum reflektierten Strahl, d. h. von den Konstanten der Erdoberfläche und dem Elevationswinkel des einfallenden Strahles.

Es ergibt sich aus Gleichung (3):

$$E_h = -\frac{j\,\nu\, l\, n\, Y_0}{\left\{\frac{n}{\mu} + \frac{S}{\mu} + \frac{j\,S'}{\mu}\right\}} \tag{16}$$

$$E_1' = \frac{j\,\nu\, n\, Y_0^2 \left(\frac{S}{\mu} + \frac{j\,S'}{\mu}\right)}{\left\{\frac{n}{\mu} + \frac{S}{\mu} + \frac{j\,S'}{\mu}\right\}} \tag{17}$$

so daß

$$\frac{E_h}{E_1'} = -\frac{l}{2\left(\frac{S}{\mu} + \frac{j\,S'}{\mu}\right)} \tag{18}$$

wo l praktisch gleich Eins ist und

$$S = -\frac{1}{\sqrt{2}}\{R + (\mu\,\varkappa' - 1) + n^2\}^{\frac{1}{2}}$$

$$R = \left[\{(\mu\,\varkappa' - 1) + n^2\}^2 + \frac{\sigma^2\,\mu^2}{\nu^2}\right]^{\frac{1}{2}}$$

$$S' = -\frac{1}{\sqrt{2}}\{R - (\mu\,\varkappa' - 1) - n^2\}^{\frac{1}{2}}$$

μ, σ, $\varkappa'$ und n haben die gleiche Bedeutung wie oben. Wenn E_1 und E_1' in Phase sind (d. h. wenn ein gutes Minimum mit dem drehbaren Rahmen erreicht wird), sind E_h und E_1 praktisch um 45^0 in der Phase verschoben (da $S \sim S'$), wenn die Horizontalschleife auf ein gutes Minimum abgestimmt ist:

$$\frac{\tan \frac{1}{2}\,\Theta_1}{\tan \Theta} = \frac{1}{\sqrt{2}}\,\frac{E_h}{E_1} \times C_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\frac{S}{\mu} + \frac{j\,S'}{\mu}} \times C_1 \tag{19}$$

$$= \frac{1}{4}\,\frac{1}{S} \times C_1 \text{ angenähert} \tag{20}$$

wo C_1 die Konstante $\frac{A_h \cdot R_1}{A_1 \cdot R_h}$ ist. Die Größe von C_1 kann ungefähr gemessen werden. Aus der letzten Gleichung erhält man dann einen angenäherten Wert von S. Der so bestimmte Wert von S war ungefähr 5, während aus den Erdkonstanten etwa 7 berechnet war. Man hat so eine Übereinstimmung in der richtigen Größenordnung. Man kann aber nur ungefähre Übereinstimmung erwarten 1. wegen der Unsicherheit der Phase verschiedener Faktoren, 2. wegen der

Schwierigkeit, gute Minima zu erhalten, 3. weil die elektrischen Konstanten der Erde nicht genügend genau bekannt sind.

Eine geringe E.M.K. in der Horizontalschleife bleibt sogar bei Tage. Dies mag auf eine leichte Neigung der Schleife zurückzuführen sein, sie kann aber auch durcheine wirkliche Reflexion und Brechung an den oberen Schichten verursacht sein. Wahrscheinlich gibt es so etwas auch bei Tage, denn die mathematischen Untersuchungen von G. N. Watson zeigen, daß die reine Beugung der Wellen um die Erde zur Erklärung der Beobachtungen von Austin nicht genügt[1]), man muß vielmehr eine reflektierende Schicht annehmen, um die Theorie mit den wirklichen Beobachtungen in Einklang zu bringen.

Die Werte von $\tan\Theta$ erlauben uns eine Schätzung der relativen Intensität der reflektierten und des direkten Strahles, denn

$$\tan\Theta = -\frac{\dfrac{\mu\,\partial\alpha}{\partial t}}{\dfrac{\partial z}{\partial x}} = -\frac{2n\left(\dfrac{S}{\mu}+\dfrac{jS'}{\mu}\right)}{\left\{\dfrac{n}{\mu}+\dfrac{S}{\mu}+\dfrac{jS'}{\mu}\right\}}\cdot\frac{Y_0}{Z_0} \tag{21}$$

und wenn n klein gegen S und S' ist, wie es tatsächlich immer ist, dann ist $\tan\Theta$ sehr nahe gleich $\dfrac{2n\,Y_0}{Z_0}$, wo Z_0 die elektrische Kraft Z_1 in dem direkten Strahl und die elektrische Kraft Z_1' in dem indirekt einfallenden Strahl enthält. (Natürlich können Z_1 und Z_1' um 180^0 in Phase verschoben sein, so daß der Einfluß der mißweisenden elektrischen Kraft besonders hervortritt; ein kleiner Betrag reflektierter Energie kann große Effekte hervorrufen.)

Wenn $Z_1' = 0$ ist, dann ist

$$\tan\Theta = \frac{2n\,Y_0}{Z_1} \tag{22}$$

oder

$$\frac{Z_1}{Y_0} = \frac{2n}{\tan\Theta}$$

wo n von der Größenordnung 0,1 und $\tan\Theta$ etwa 0,2—0,3 ist, so daß Z_1 und Y_0 von gleicher Größenordnung sind, d. h. der direkte und der indirekte Strahl haben bei Nacht fast gleiche Intensität.

Der indirekte Strahl (polarisiert in der Horizontalebene, d. h. mit

---

1) G. N. Watson, Proc. Roy. Soc. 95A, 83, 1918 und ebenso Van der Pol, Phil. Mag. 38, 365, 1919.

der horizontalen elektr. Kraft [Y, α, γ]) kann auch durch Strahlung von einer unsymmetrischen, umgekehrten L-Antenne hervorgebracht werden; denn die Strahlung solcher Antenne hat in irgendeiner Richtung, außer der Horizontalebene, eine elektrische Komponente parallel dem horizontalen Teil der Antenne, so daß, wenn diese Antenne ihren horizontalen Teil oder eine Komponente desselben in der y, z-Ebene hat, der indirekte Strahl, der an der oberen leitenden Schicht der Atmosphäre reflektiert wird, eine in der Horizontalen polarisierte Komponente besitzen wird.

Wenn die Antenne symmetrisch zur Vertikalen, wie z. B. eine Schirmantenne ist, dann wird der Strahl vollständig in der vertikalen Ebene polarisiert sein (z, x, β) und kann keine E.M.K. in dem Rahmen hervorrufen, wenn dieser senkrecht zur Verbindungslinie zum Sender ist.

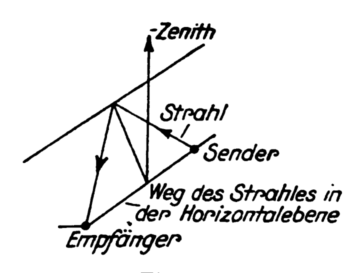


Fig. 7.

Wenn auch die reflektierende Schicht nicht horizontal ist (Fig. 7), wird durch die Reflexion doch eine in der Horizontalen polarisierte Komponente auftreten.

Ist die leitende Schicht z. B. durch das erdmagnetische Feld derart beeinflußt, daß die Leitfähigkeit nach verschiedenen Richtungen hin verschieden ist, oder tritt eine Rotation der Polarisationsebene infolge von Elektronen auf, wird doch ein in der Horizontalebene polarisierter Strahl reflektiert, sogar wenn der Sender unsymmetrisch und die reflektierende Schicht einigermaßen eben ist.

Es gibt also zwei verschiedene Wege, auf denen die schlechten Nachtpeilungen auftreten können:

1. infolge der Unsymmetrie der Sende-Antenne,

2. infolge der Unsymmetrie der Heaviside-Schicht, die nach der einen oder anderen Seite geneigt ist oder deren Leitfähigkeit in verschiedenen Richtungen eine andere ist.

Diese Effekte können durch einen Empfänger folgender Art ge-

trennt werden. Man benutzt einen Empfänger, bei dem jede der gewöhnlich geschlossenen Schleifen der Bellini-Tosi-Antenne durch zwei Schleifen in derselben Ebene ersetzt ist, die derart verbunden sind, daß die in den Luftleitern induzierten E.M.KK. entgegengesetzt gerichtet sind (siehe Fig. 8). Eine in der x-Richtung in der Ebene AB wandernde Welle wird nur eine E.M.K. in dem ganzen System wegen der in A und B induzierten E.M.KK. mit Phasendifferenz erzeugen. Eine Welle in der yz-Ebene wird keine E.M.K. induzieren, sogar auch dann nicht, wenn der Strahl geneigt ist, wie in Fig. 8, denn in diesem Falle ist die magnetische Verkettung mit jedem Kreise A und B dieselbe

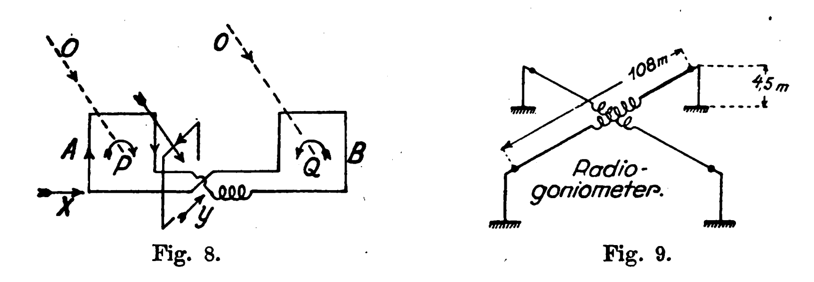


Fig. 8. Fig. 9.

und gleichphasig. Dies System wird deshalb den Einfluß des in der Vertikalebene reflektierten Strahles eliminieren. Wenn bei geneigter, reflektierender Fläche der Strahl nicht in der Vertikalebene bleibt, wird die Weglänge des Strahles OP zur Schleife A von der des Strahles OQ zur Schleife B verschieden sein, so daß die in A und B induzierten E.M.KK. nicht in Phase sein werden, es tritt eine resultierende E.M.K. auf und man erhält keine richtigen Peilungen.

Die Intensität des in der Vertikalebene reflektierten indirekten Strahles mag auf den ersten Blick viel zu groß erscheinen, aber man muß berücksichtigen, daß dieser indirekte Strahl nicht in gleicher Weise geschwächt wird wie der direkte Strahl, der durch Berge oder beim Wandern über die Erde an Intensität verliert. Es muß hier auf den Einfluß der Berge auf den direkten Strahl im Vergleich zum indirekten hingewiesen werden; denn es ist nachts im Gebirge meist unmöglich, gute Peilungen zu machen.

Weitere Versuche, um die Existenz des indirekten Strahles zu prüfen, wurden folgendermaßen ausgeführt (Fig. 9). Man benutzte eine Richtungs-Empfangsanlage mit zwei Horizontal-Antennen statt vertikaler Rahmen. Die beiden Drähte standen senkrecht zueinander, lagen in einer Ebene etwa 4,50 m über dem Boden und waren je

108 m lang. Die Peilungen wurden mit denen einer normalen Bellini-Tosi-Anlage verglichen. Der Empfänger stand bei Saloniki, während als Sender die Großstation Konstantinopel diente. Die mittlere Tag-Peilung war 83°, die nur um Bruchteile eines Grades von der wahren Peilung abwich. Die Nachtpeilungen waren sehr wechselnd, hatten aber einen Mittelwert von 89°—90°. Es bestand also ein systematischer Fehler von 6°—7°. Wenn mit den Horizontal-Antennen empfangen wurde, waren die Peilungen 62°. Genaue Kontrollpeilungen wurden von mehreren benachbarten Stationen gleichzeitig gemacht, so daß die Abweichungen nicht auf Instrumentenfehlern beruhen können.

Aus den Beobachtungen können wir auf eine horizontale Komponente der elektrischen Kraft und zwar senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung schließen. Diese horizontale Komponente bewirkt das Entgegengesetzte, was man erwartet, nämlich eine Verkleinerung des Peilungswinkels, statt einer Vergrößerung wie beim Tosi-Bellini-System. Dies steht jedoch mit der Theorie in Einklang, denn eine einfache Überlegung zeigt, daß die Horizontalantennen und die Tosi-Bellini-Schleifen Abweichungen in entgegengesetzten Richtungen liefern. Diese Überlegung geht folgendermaßen: Wir nehmen, wie oben, an, daß die Wellen annähernd eben sind. Die elektrischen Kräfte, die Ströme in den Horizontalantennen hervorrufen, sind folgende:

1. Die horizontale elektrische Komponente des direkten Strahles. Diese liegt in der Fortpflanzungsebene, ihre Intensität verglichen mit der vertikalen Komponente desselben Strahles hängt hauptsächlich von der Leitfähigkeit des Bodens ab, über den sich der Strahl nach den Theorien von Zenneck und Sommerfeld ausbreitet.

2. Die horizontale elektrische Komponente des an der oberen leitenden Schicht reflektierten Strahles, diese liegt senkrecht zur Fortpflanzungsebene.

3. Die in der Fortpflanzungsebene liegende, horizontale elektrische Komponente des reflektierten Strahles.

Die Größe 2 verursacht die Abweichungen von der wahren Richtung.

Um einen mittleren Wert von 2 zu finden, wollen wir 3 ganz vernachlässigen. 1 und 3 werden sich ungefähr die Wage halten und geben 2 erhöhte Bedeutung.

Wie oben soll x in der Strahlrichtung liegen, die Ebene $z = 0$ die Erdoberfläche sein, dann ist die betrachtete elektrische Komponente, die die Fehler hervorruft, parallel zur Y-Achse. Die elektrischen Komponenten des direkten Strahles liegen in den X- und Z-Richtungen und können in folgender Form ausgedrückt werden.

$$\left.\begin{aligned} X &= X_0\, \varepsilon^{j\nu n z}\, \varepsilon^{j\nu(lx-ct)} \\ Y &= Y_0\, \varepsilon^{j\nu n z}\, \varepsilon^{j\nu(lx-ct)} \\ \beta &= \beta_0\, \varepsilon^{j\nu n z}\, \varepsilon^{j\nu(lx-ct)} \end{aligned}\right\} \text{ oberhalb der Erdoberfläche} \quad (23)$$

$$\left.\begin{aligned} X &= X_0'\, \varepsilon^{j\nu n' z}\, \varepsilon^{j\nu(lx-ct)} \\ Y &= Y_0'\, \varepsilon^{j\nu n' z}\, \varepsilon^{j\nu(lx-ct)} \\ \beta &= \beta_0'\, \varepsilon^{j\nu n' z}\, \varepsilon^{j\nu(lx-ct)} \end{aligned}\right\} \text{ unter der Erdoberfläche} \quad (24)$$

wo $\nu = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ die Wellenlänge und c die Lichtgeschwindigkeit ist, l, n, n' sind so gewählt, daß sie den Differentialgleichungen und den Randbedingungen genügen.

Die Komponenten der einfallenden und reflektierten Welle sind bereits in Gleichung (3) berechnet.

Bei den Horizontalantennen ist die Winkelabweichung Θ_1 von der wahren Richtung, ausgedrückt durch das Verhältnis der gesamten elektrischen Kraft in der y-Richtung zu der in der x-Richtung, d. h.:

$$\tan \Theta_1 = \frac{Y_0 + Y_\nu}{X_0}, \quad (25)$$

wenn die Kräfte in den x- und y-Richtungen in Phase sind.

Beim Versuche erhielten wir gute Minima, so daß wir annehmen können, daß letzterer Bedingung genügt war.

Die E.M.KK., die in den geschlossenen Schleifen induziert sind, deren lineare Dimensionen klein gegen die Wellenlänge sein sollen, sind:

$$(1) \qquad A\left(\frac{\partial Z}{\partial x} - \frac{\partial X}{\partial z}\right) \text{ in der } xz\text{-Schleife} \quad (26)$$

$$(2) \qquad A\frac{\partial Y}{\partial z} \qquad \text{ in der } yz\text{-Schleife} \quad (27)$$

Der Winkelfehler Θ_2 ist also gegeben durch:

$$\tan \Theta_2 = \frac{\frac{\partial Y}{\partial z}}{\left(\frac{\partial Z}{\partial x} - \frac{\partial X}{\partial z}\right)} \quad (28)$$

wo X und Z Komponenten des direkten Strahles sind.

Wir können deshalb Zennecks Berechnungen der Fortpflanzung ebener Wellen über einen Halbleiter anwenden.

Es ist

$$\left(\frac{\partial Z}{\partial x} - \frac{\partial X}{\partial z}\right) = j\,\nu\, l \left\{ \left(M + \frac{1}{M}\right) \cos \Phi - j \left(M - \frac{1}{M}\right) \sin \Phi \right\} \tag{29}$$

wo

$$M = \left(\frac{n'}{l}\right) = + \sqrt{\frac{m}{\sqrt{1 + m'^2}}}$$ (es muß der positive Wert der Wurzel genommen werden)

$$m = \frac{\nu\, \varkappa}{\sigma}, \quad m' = \frac{\nu\, \varkappa'}{\sigma}, \quad \tan 2\,\Phi = \frac{1}{m'},$$

$\varkappa'$ spez. induktive Kapazität der Luft ist.

Y ist die elektrische Komponente im reflektierten Strahl, und wir können aus den Gleichungen ableiten:

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial Y}{\partial z} &= j\,\nu\, n\,(Y_0 - Y_\nu)\, \varepsilon^{j\,\nu\,(l\,x - c\,t)} \quad \text{(an der Erdoberfläche)} \\ \frac{\partial Y}{\partial z} &= \frac{2\pi j\, n}{\lambda}(Y_0 - Y_\nu)\, \varepsilon^{j\,\nu\,(l\,x - c\,t)} \quad \text{nach (3)} \end{aligned}\right\} \tag{30}$$

Jetzt ist:

$$\frac{n\,(Y_0 - Y_\nu)}{(Y_0 + Y_\nu)} = \frac{S}{\mu} + \frac{j\,S'}{\mu} \tag{31}$$

wo S und S' die gleiche Bedeutung wie in den Gleichungen (4), (5) und (6) haben, so daß

$$\tan \Theta_2 = \frac{\frac{2\pi j}{\lambda}\left(\frac{S}{\mu} + \frac{j\,S'}{\mu}\right)(Y_0 + Y_\nu)}{\frac{2\pi j}{\lambda} X_0 \left\{ \left(M + \frac{1}{M}\right) \cos \Phi - j \left(M - \frac{1}{M}\right) \sin \Phi \right\}} \tag{32}$$

und

$$\tan \Theta_1 = \frac{Y_0 + Y_\nu}{X_0} \tag{33}$$

ist, so daß dann

$$\tan \Theta_2 = \frac{\left(\frac{S}{\mu} + \frac{j\,S'}{\mu}\right)}{\left\{ \left(M + \frac{1}{M}\right) \cos \Phi - j \left(M - \frac{1}{M}\right) \sin \Phi \right\}} \cdot \tan \Theta_1 \tag{34}$$

wird.

In Praxis ist M eine kleine Größe, Φ ist nahezu 45^0 und S annähernd gleich S', so daß

$$\tan \Theta_2 = \frac{\frac{S}{\mu}}{\frac{1}{\sqrt{2}\,M}} \cdot \tan \Theta_1 = \frac{M\,S\sqrt{2}}{\mu} \cdot \tan \Theta_1 \tag{35}$$

wo M eine positive und S eine negative Größe ist. Θ_2 hat daher entgegengesetztes Vorzeichen von Θ_1. Es hat also der Fehler bei Benutzung der Horizontalantennen entgegengesetztes Vorzeichen der bei Verwendung von Vertikalantennen.

Leider kann man keine genaue zahlenmäßige Rechnung durchführen, da die benötigten elektrischen Konstanten des Erdbodens in der Nähe der Empfangsstation nicht gemessen sind. Die folgenden Rechnungen beruhen auf den ungefähren Zahlenwerten eines ähnlichen Erdbodens und geben die Größenordnung der zu erwartenden Fehler. Letztere ändern sich nicht sehr stark mit den Konstanten.

Beispiel:

$$\varkappa' = 2, \quad n = 0{,}133; \quad \varrho = 10^{15} \text{ CGS.}, \quad \text{Frequenz} = 2 \cdot 10^5,$$

dann wird

$$S = -2{,}24, \quad S' = -2{,}00, \quad \frac{1}{m} = 4{,}5, \quad \frac{1}{m'} = 9, \quad \tan 2\Phi = 4{,}3,$$

$$\Phi = 38^0 45', \quad \cos \Phi = 0{,}780, \quad \sin \Phi = 0{,}626, \quad M = 0{,}328,$$

$$\left(M + \frac{1}{M}\right) \cos \Phi = 2{,}6, \quad \left(M - \frac{1}{M}\right) \sin \Phi = -16{,}4,$$

so daß

$$\tan \Theta_2 = -\tan \Theta_1 \cdot \frac{2{,}24 + j\,2{,}00}{2{,}60 + j\,1{,}64}$$

oder

$$\tan \Theta_2 = -0{,}975\,\varepsilon^{-j\Phi_1} \cdot \tan \Theta_1,$$

wo

$$\Phi_1 = 9^0 25',$$

indem man die Phasendifferenz zwischen Θ_2 und $-\Theta_1$ vernachlässigt.

Oder wir nehmen $\varkappa' = 2$, $\varrho = 10^{14}$, n sehr klein, Frequenz $= 2 \cdot 10^5$, dann wird $S = S' = 6{,}7$ und 2Φ sehr nahe gleich 90^0, $\sin \Phi = \cos \Phi = \frac{1}{\sqrt{2}}$, $M = \frac{1}{13{,}4} = 0{,}074$. Es wird in diesem Falle

$$\tan \Theta_2 = -\tan \Theta_1 \frac{6{,}7 + j\,6{,}7}{9{,}55 + j\,9{,}50} = -\frac{6{,}7}{9{,}5} \tan \Theta_1 = -0{,}255,$$

also $\Theta_2 = 14^0 20'$, wenn man den beobachteten Wert von $\Theta_1 = 83^0 - 62^0 = 21^0$ einsetzt.

In beiden Fällen ist der beobachtete Wert von Θ_2 zu groß. Man hat aber eine Übereinstimmung in der Größenordnung erreicht, auch erscheint die Erklärung hinreichend genau zu sein.

Reflexion und Brechung in einem geschichteten Medium.

Die beobachteten Fehler in den Peilungen können durch die Annahme erklärt werden, daß der Übergang zu der Schicht mit größerer Leitfähigkeit bei Nacht viel schneller und eng begrenzter erfolgt als bei Tage, wo die Ionisation bis zum Erdboden herabreicht, während bei Nacht die untere Grenzfläche der ionisierten Schicht mehr oder weniger scharf begrenzt ausgebildet ist. Es wird unter diesen Umständen die Energieübertragung bei Tage mehr oder weniger normal erfolgen, die Abnahme der Energie geschieht dabei teils durch Wellenausbreitung, teils durch Beugung der Wellen rund um die Erde und teils durch Absorption in der Erde und der ionisierten Luft.

Bei Nacht erfolgt die Übertragung auf größere Entfernungen, weil die Energieausbreitung auf den ringförmigen Raum zwischen den zwei leitenden Kugelschalen beschränkt ist. Dies stimmt auch mit Dr. Flemings Annahmen über die Energieübertragung auf große Entfernungen überein, seine Gedanken beruhen auf einer ähnlichen Theorie, d. h. der Theorie von Dr. Eccles über die Beugung durch Ionen.[1])

Dr. Eccles hat gezeigt, daß durch schwere Ionen in der Luft die Fortpflanzungsgeschwindigkeit zunimmt, so daß in einem Medium, dessen Ionisation mit der Höhe zunimmt, ein von der Erde ausgehender Strahl abwärts gekrümmt und zur Erde zurückgebeugt wird. Die Krümmung hängt von der Zunahme der Fortpflanzungsgeschwindigkeit mit der Höhe ab, d. h. von der Leitfähigkeitsänderung mit der Höhe. Ist diese sehr groß, so kann man die Beugung praktisch von der Reflexion nicht mehr unterscheiden. Eine Theorie dieser Form gibt eine Erklärung der Schwankungen in den Nachtpeilungen, wenn man die Übergangsschicht bei Nacht schmal und bei Tage breit annimmt.

Diese Theorie von Eccles ist aber nicht vollständig, da sie nur eine Lösung der Differentialgleichung für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in einem Medium mit veränderlicher Leitfähigkeit gibt. Der

1) J. A. Fleming, Principles of Electric Wave Telegraphy. III. Aufl. S. 842.



Absorptionseffekt ist bei der Berechnung des Weges des Strahles vernachlässigt. Ich habe deshalb eine Lösung des speziellen Falles versucht, wo die Leitfähigkeit sich oberhalb einer bestimmten Höhe proportional mit der Höhe ändert.

Die Ableitung geht von Eccles Theorie aus und hat die gleichen Annahmen über die Ionisation. Auf den ersten Blick glaubt man an einen schwerwiegenden Einwand gegen diese Theorie, da sie die Möglichkeit bietet, Überlichtgeschwindigkeiten zu erzielen. Basiert man die Theorie jedoch auf den Maxwellschen Gleichungen, bei denen nur Fortpflanzungsgeschwindigkeiten, die gleich oder kleiner als die des Lichtes sind, auftreten können, dann ist jeder Widerspruch ausgeschlossen. Man erreicht dies dadurch, daß man die Fortpflanzungs-

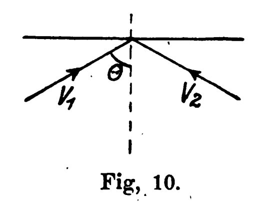


Fig. 10.

geschwindigkeit von der Wellenlänge abhängen läßt, so daß die Gruppen- und die Phasengeschwindigkeit verschieden sind, und dabei ist die Gruppengeschwindigkeit, die der Fortpflanzungsgeschwindigkeit entspricht, kleiner als die des Lichtes.

Ich habe den Fall untersucht, wo die Leitfähigkeit bis zu einer gewissen Höhe Null ist und oberhalb derselben proportional mit der Höhe zunimmt. Man kann zeigen, wenn Y_2/Y_1 das Verhältnis des an dieser Fläche reflektierten Strahles zu dem einfallenden ist (Fig. 10), daß dann

$$\frac{Y_2}{Y_1} = \frac{h\,e^2}{8\,n\,(v^2\,n^2)\,(m^2\,p^2\,r\,f^2)} \tag{36}$$

ist, wo

h das Maß der Zunahme der Leitfähigkeit mit der Höhe,
e die Ladung eines Ions oder Elektrons,
m die Masse eines Ions oder Elektrons,
p 2π mal der Frequenz der Wellen,
f die an einem Ion oder Elektron wirksame Reibungskraft, wenn es mit gleichförmiger Geschwindigkeit v bewegt wird, wo
$v = \frac{X e}{f}$ und X die elektrische Kraft auf die Ladung e ist,

$\nu = 2\pi/\lambda$, λ die Wellenlänge, und

$n = \cos\Theta$, wo Θ der Winkel des Strahles mit der Vertikalen ist. Man entnimmt der Gleichung (36) ohne weiteres, daß für kleine Werte von $\frac{Y_2}{Y_1}$ die reflektierte Welle Y_2 dem Ansteigen der Leitfähigkeit mit der Höhe h proportional ist, d. h. der Schärfe des Übergangs, was die Beobachtungen bestätigt.

Zahlenbeispiele.

Die Größe $\frac{Y_2}{Y_1}$, das Verhältnis der reflektierten zur einfallenden Welle kann nur von der Dimension einer reinen Zahl sein. Benutzt man nur elektromagnetische Maßeinheiten, dann muß die Größe

$$\frac{h\,e^2}{8\,(\nu\,n)^2\,n\sqrt{m^2 p^2 + f^2}}$$

geändert werden in:

$$\frac{h\,e^2\,c}{8\,(\nu\,n)^2\,n\sqrt{m^2 p^2 + f^2}} = h\cdot\frac{e}{m}\cdot\left(\frac{e\cdot c}{8\nu^2 n^3\sqrt{p^2 + f^2/m^2}}\right) \tag{37}$$

1. Fall. Die Masse der Ionen sei so klein, daß $p^2 m^2$ im Vergleich zu f^2 vernachlässigt werden kann. Der Ausdruck wird dann:

$$\frac{h\,e^2\,c}{8\,n^3\,\nu^2\,f} = \frac{e^2\,c\,N_1}{8\,n^3\,\nu^2\,f_1} \tag{38}$$

wo N_1 die Zahl der Ionen bei 1 km Höhe und f_1 den Wert von f für diese Höhe bedeutet. Die spez. Leitfähigkeit ist jetzt:

$$\frac{N_1\,e^2}{f_1} = \sigma_1 \tag{39}$$

also

$$\frac{\sigma_1\,c}{8\,n^3\,\nu^2\cdot 10^5} = \frac{Y_2}{Y_1} \tag{40}$$

Nehmen wir für den Wert dieses Verhältnisses $10\,^0/_0$ an, dann hat man eine Gleichung für σ_1

$$\sigma_1 = \frac{1}{10}\cdot\frac{8\,n^3\,\nu^2\cdot 10^5}{c} \tag{41}$$

Für eine Wellenlänge $\lambda = 600$ m erhält man

a) bei $n = 0{,}1$

$$\sigma_1 = \frac{8\cdot 10^{-3}\left(\frac{2\pi}{600}\right)^2\cdot 10^{-8}\cdot 10^5}{10\cdot 3\cdot 10^{10}} \tag{42}$$

was von der Größenordnung $\frac{1}{3}\cdot 10^{-16}$ ist,

b) für $n = 0,5$ wird σ_1 von der Größenordnung $\frac{1}{6} \cdot 10^{-13}$ absolute Einheiten, was von gleicher Größe wie die Leitfähigkeit trockner Erde ist und einem ganz vernünftigen Wert entspricht.

Schuster hat gezeigt, daß man eine mittlere Leitfähigkeit dieser Größe annehmen muß wegen der täglichen Änderungen der magnetischen Elemente.

2. Fall. $m\,p$ und f sind von gleicher Größenordnung.

Die Größe $\frac{N_1 e^2}{f_1}$ ist wieder die mittlere Leitfähigkeit für dauernde elektrische Kräfte, aber statt $\frac{h\,e^2\,c}{8\,v^2\,n^3\,f}$ haben wir:

$$\frac{h\,e^2\,c}{8\,v^2\,n^3\,f(1 + m^2\,p^2/\alpha^2)^{\frac{1}{2}}}$$

d. h.

$$\frac{\sigma_1\,c}{v^2\,n^3 \cdot 10^5} \cdot \frac{1}{(1 + \alpha^2)^{\frac{1}{2}}} \tag{43}$$

Die Werte von σ_1, die wir oben erhalten haben, müssen mit dem Faktor $(1 + \alpha^2)^{\frac{1}{2}}$ multipliziert werden, der groß gegen 1 wird, wenn $m\,p$ groß gegen f wird.

In der Berechnung von σ haben wir f als groß gegen $m\,p$ angenommen. Die untere Grenze des Verhältnisses $f/m\,p$ können wir unter der Annahme von Elektronen oder Ionen abschätzen, deren maximale Beweglichkeit bei einem bestimmten Druck liegt. Kaye und Laby geben die maximale Beweglichkeit negativer Ionen, die durch Röntgenstrahlen erzeugt sind, zu 1,7 cm $\sec^{-1}$ Volt^{-1} bei normalem Druck und Temperatur an. Die Beweglichkeit nimmt bei niedrigen Drucken umgekehrt proportional zum Druck zu.

$$K_p = 1,7 \cdot \frac{P_0}{P} \quad \text{oder} \quad K_{P_{(\text{abs.})}} = 1,7 \cdot \frac{P_0}{P} \cdot 10^{-8} \tag{44}$$

Unter einer dauernden elektrischen Kraft haben wir jetzt:

$$f \cdot v = X \cdot e \tag{45}$$

oder

$$f = \frac{X e}{v} = \frac{10^8}{1,7\,\frac{P_0}{P}} \cdot e \quad \text{und} \quad \frac{f}{m p} = \frac{10^8}{1,7 \cdot p} \cdot \frac{e}{m} \cdot \frac{P}{P_0} \tag{46}$$

Nimmt man $p = 3 \cdot 10^6$, dann ist ungefähr:

$$\frac{f}{m p} = \frac{3{,}4 \cdot 10^8 \cdot P}{P_0} \tag{47}$$

Dies ist ein großer Wert, so lange wie $\frac{P}{P_0}$ nicht klein gegen $\frac{1}{10^6}$ ist.

In einer Höhe von 100 km ist $\frac{P}{P_0}$ von der Größenordnung $5 \cdot 10^5$, und für Wasserstoff und die leichteren Gase ist dieser Wert noch größer, so daß der Bedingung $\frac{P}{P_0} < 10^{-6}$ im allgemeinen in dieser Höhe genügt wird. Wenn der Druck P so klein ist, daß das Intervall zwischen den Zusammenstößen von Elektronen und Molekülen groß gegen die Periode der Wellen ist, dann hängt die Energieabsorption, für die f ein Maß ist, von der Beschleunigung der Elektronen ab, die durch die elektrischen Kräfte in der Welle hervorgerufen wird.

Zusammenfassung.

Wenn die in dieser Arbeit behandelten Versuche stichhaltig sind, dann besteht an dem Vorhandensein eines bei Nacht von einer leitenden Schicht der oberen Atmosphäre reflektierten Strahles kein Zweifel. Es gilt dann auch die Tatsache als geprüft, daß dieser Strahl einen Teil der Fehler bei den Nachtpeilungen hervorruft. Es ist noch nicht entschieden, ob dies der einzige Weg ist, auf dem Fehler auftreten können, auch ist es noch unsicher, ob die Fehler von einem in einer Vertikalebene an einer horizontalen leitenden Schicht reflektierten Strahl herrühren oder ob die Reflexion an einer teilweise geneigten Schicht erfolgt. Wahrscheinlich ist beides. Versuche, wie sie oben beschrieben sind, würden diesen Punkt klären.

Die Art, wie der Strahl reflektiert wird, ist im letzten, mehr spekulativen Teil der Arbeit beschrieben. Die Erklärung erscheint möglich, da die numerischen Werte der Leitfähigkeit und ihre Zunahme mit der Höhe nicht ausgeschlossen sind.

Viele Punkte sind in diesem Zusammenhang nicht berührt, z. B. das scheinbar systematische Wandern der Peilungen bei Sonnenuntergang und die Änderungen der Peilungen einer Senderstation, wenn der Sender rotiert, wie es Kapt. Tremellen beobachtet hat, und seine Beobachtungen über die Lautstärkeänderungen der Signale von Clifden bei Sonnenuntergang. Alles dies wird wahrscheinlich auch durch die Reflexionstheorie erklärt, und es bleibt das Resultat, daß eine vernünftige Erklärung des Nachteffektes gegeben und durch experimentelle Untersuchungen bestätigt wird.

Referate.

L. W. Austin (Washington), Die monatlichen Durchschnittswerte der Signalstärke von Nauen in Washington von 1915 bis 1921 und die monatlichen Durchschnittswerte der atmosphärischen Störungen in Washington von 1918 bis 1921. (Mitteilung der Internationalen Union für Wissenschaftliche Radiotelegraphie.)

Tägliche Beobachtungen der elektrischen Feldstärke (elektrischer Gradient) in Washington, die durch die deutsche Großstation in Nauen erzeugt wurde, sind im Hochfrequenzforschungslaboratorium der

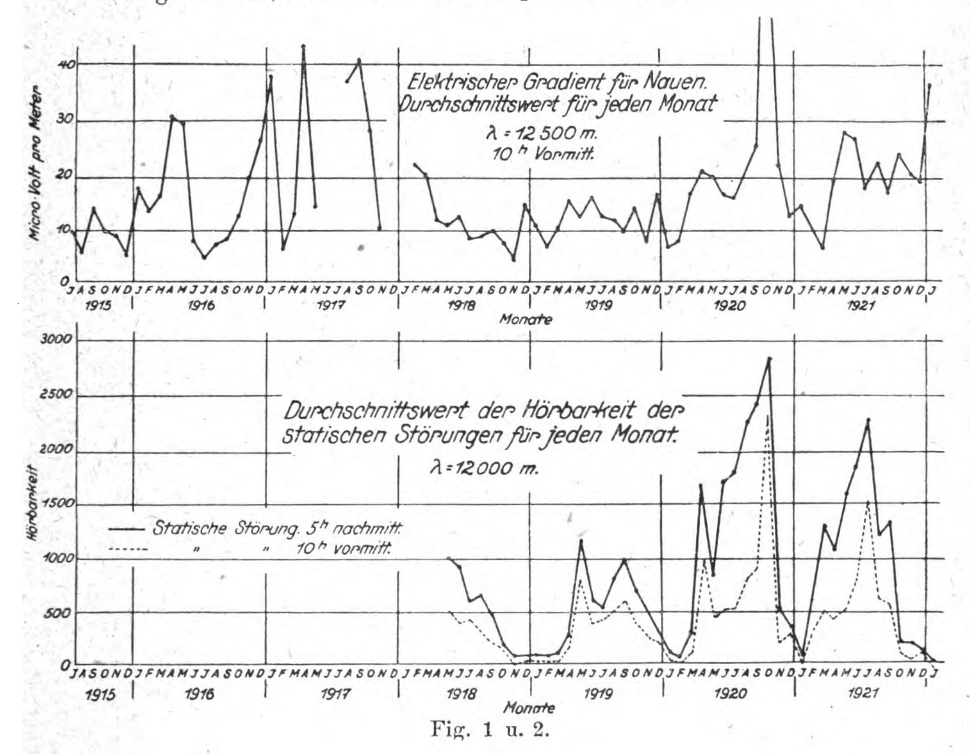


Fig. 1 u. 2.

Marine der Vereinigten Staaten im Bureau of Standards seit dem Jahre 1915, mit nur kurzen Unterbrechungen, angestellt worden. Die Wellenlänge ist 12500 m. Diese Beobachtungen sind bis zur Gegenwart mittels der bekannten Hörbarkeitsmethode (Proceedings of the

Institute of Radio Engineers, Band 5, Seite 239, 1917) ausgeführt worden. Der Genauigkeitsgrad der einzelnen Hörbarkeitsbeobachtung ist etwa 20 Prozent unter guten Bedingungen, während unter dem Einfluß heftiger atmosphärischer Störungen oder Geräusche im Laboratorium die scheinbare Hörbarkeit bis auf die Hälfte oder noch weniger des wahren Wertes verringert werden kann.

Beobachtungen über die Stärke der atmosphärischen oder „statischen" Störungen sind seit dem zeitigen Frühjahr von 1918 zweimal täglich zwischen den Wellenlängen von 3000 und 18 000 m gemacht worden. Als Hörbarkeit der Störungen wurde diejenige Ablesung des

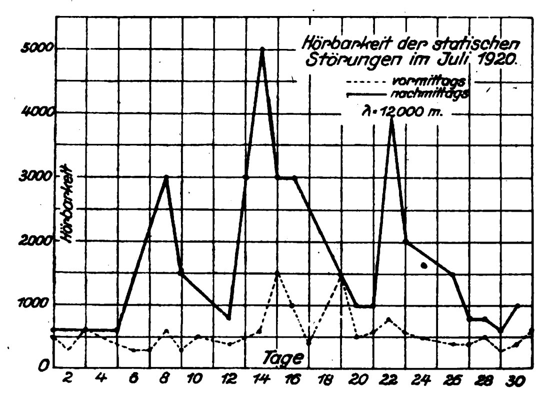


Fig. 3.

Hörbarkeitsmessers festgesetzt, für die die Störungen dreimal in 10 Sekunden gehört werden konnten. Es entspricht somit die Hörbarkeit 100 angenähert 10 Mikrovolt pro Meter Feldstärke. Diese Methode trägt zwar den verschiedenen Arten von Störungen nicht Rechnung, aber es findet doch eine Aufzeichnung statt über das Auftreten der krachenden nicht gerichteten Art, die einen anderen Ursprung zu haben scheint als die allgemeinere rollende Abart. Die einzelnen Störungsmessungen sind wahrscheinlich genau bis etwa 30 oder 40 Prozent.

Jetzt sind genügende Unterlagen gesammelt worden, so daß es wohl der Mühe wert erscheint, die Ergebnisse in der Gestalt von Kurven zu veröffentlichen, die die monatlichen Durchschnittswerte darstellen mit einigen Musterkurven für einzelne Monate, die die Veränderungen von Tag zu Tag zeigen.

Bis zum Jahre 1921 wurde der Empfangsapparatensatz durch

Signale von bekannter Stärke im Laboratorium geeicht (Proceedings of the Institute of Radio Engineers, Bd. 5, Seite 239, 1917). Seit dem zeitigen Frühjahr des genannten Jahres wurde die Eichung bewirkt durch Vergleich mit Signalen bekannter Stärke, die von einer Station aus kommen, die mehr als eine Wellenlänge entfernt war und einige Milliampere in der Antenne besaßen.

Mit dem Ende des Jahres 1921 sind die Hörbarkeitsmessungen im Laboratorium aufgegeben worden, wenigstens für die Messung von Signalen, und sie sind ersetzt worden durch eine Vergleichsmethode der Strommessung in den Telephonen durch Anlegen einer bekannten

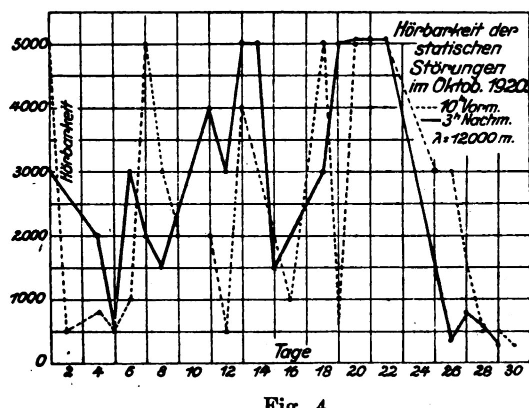


Fig. 4.

Wechselstromspannung von der Frequenz der Signale im Telephonkreis.

Fig. 1 zeigt die monatlichen Durchschnittswerte von Nauen. Die Antennenstromstärke in Nauen war, nach der gegenwärtigen Information, etwa 240 Amp. von Juli 1915 bis August 1917; 320 Amp. vom August 1917 bis November 1919; und von da an etwa 380 Amp. Die Kurven zeigen keinerlei regelmäßige Zunahme entsprechend dieser Zunahme der Stromstärke. Man ersieht, daß während der Jahre 1916 und 1917 die Kurve hoch und unregelmäßig ist. Während der Jahre 1918 und 1919 ist sie niedriger und regelmäßiger und während der Jahre 1920 und 1921 höher und verhältnismäßig regelmäßig. Wenn die Beobachtungen genau sind, müssen wir annehmen, daß die atmosphärischen Bedingungen in weitem Maße die Wirkung der Steigerung der Senderenergie verschleiert haben. Die monatlichen Durchschnittswerte der atmosphärischen Störungen bei 12000 Metern (Fig. 2) zeigen, daß die Jahre 1918 und 1919 Jahre mit schwachen Störungen ge-

wesen sind im Vergleich zu den Jahren 1920 und 1921. Es ist auch bekannt, daß der Sommer des Jahres 1917 außerordentlich heftige Störungen an den Nachmittagen zeigte, obgleich keine vollständige Aufzeichnung während dieses Jahres aufgenommen worden ist. (Proceedings of the Institute of Radio Engineers, Band 9, Seite 28, 1921.) An einer Anzahl von Tagen im August zeigten die Hörbarkeiten, die durch Einschalten eines Widerstandes in die Antenne in den Bereich des Hörbarkeitsmessers gebracht wurden, eine Stärke zwischen 10000 und 15000 Hörbarkeit. Dies alles beweist, daß die Jahre starker Störungsintensität zugleich auch Jahre großer Signalintensität sind.

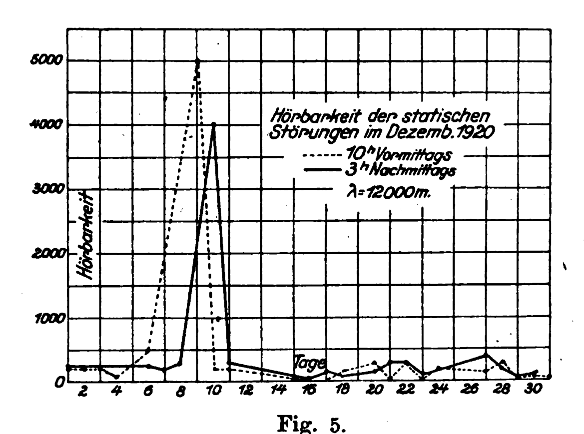


Fig. 5.

Natürlich muß in Rechnung gezogen werden, daß die Abweichungen auf Irrtümer in der Eichung unseres Empfangsapparate zurückzuführen sind, obgleich es angesichts der bezüglich der Genauigkeit gemachten Anstrengungen nicht möglich erscheint, daß Irrtümer von diesem Betrage bestehen könnten. Bei unserer gegenwärtigen Methode der Messung würde dies natürlich außer Frage stehen.

Zusammenfassung: Die monatlichen Durchschnittswerte der Signalstärke von Nauen in Washington von 1915 bis 1921, und die monatlichen Durchschnittswerte der atmosphärischen Störungen in Washington während der Jahre 1918 bis 1921 werden graphisch wiedergegeben. Die verwendeten Meßmethoden werden beschrieben und analysiert. (Nach einem Sonderabdruck referiert von H. Eales.)

Kurze Mitteilungen.

(Mitteilungen aus dem Leserkreis erbeten.)

Das österreichische Funk-Monopol der Marconi-Gesellschaft. Die Bildung der österreichischen Marconi-Gesellschaft steht unmittelbar bevor. Bekanntlich hatte sich auch die Deutsche Telefunken-Gesellschaft bei der österreichischen Regierung um die Konzession zum Betriebe von Funkenstationen beworben; ihr Angebot war indessen von der Regierung abgelehnt worden. Das Monopol für Funkentelegraphie geht somit an die neue Marconi-Gesellschaft über, die mit einem Stammkapital von 133000 Pfund gleich 40 Milliarden österreichischer Kronen die kapitalstärkste österreichische Aktiengesellschaft sein wird. Der österreichische Staat ist an dem Unternehmen durch Überlassung von 40000 Stück Aktien zu je 1 Pfund beteiligt. Bei der Gewinnverteilung sind ihm ferner 50 % garantiert.

(Nach Helios 29, Nr. 4 v. 25. 1. 1923.)

Die Radio-Technik auf der Leipziger Frühjahrsmesse 1923.

Dem gewaltigen Aufschwung entsprechend, welche die Radio-Telephonie in fast allen Ländern in letzter Zeit genommen hat, hätte man erwarten können, da Deutschland einen erheblichen Teil der Exportlieferungen auf diesem Gebiet ausführt, daß sich auch auf der Messe ein besonders imposantes Bild der Firmenleistungen ergeben würde. Durch allerlei Umstände ist dieses aber nur zu einem Teil erreicht worden. Der erste Hinderungsgrund bestand darin, daß die Firmen ihre Erzeugnisse an ganz verschiedenen, häufig räumlich weit auseinander gelegenen Orten ausgestellt hatten. In der Hauptsache kommen in Betracht das neu eröffnete Haus der Elektrotechnik und die Halle V auf dem Ausstellungsgelände der technischen Messe, sowie noch zwei weitere in der Stadt selbst gelegene Plätze. Aber auch in den beiden Hallen auf dem Ausstellungsgelände sind die drahtlosen Erzeugnisse nicht konzentriert, sondern zwischen ganz anderen Gegenständen der Starkstrom- und Schwachstromtechnik untergebracht. Dieser die Universalität der Radiotechnik beeinträchtigende Punkt ist wohl in den allgemeinen wirtschaftlichen Verhältnissen begründet, insbesondere in der außerordentlichen Verteuerung der Ausstellungsstände, der gerade in letzter Zeit besonderen Verteuerung des Transportes usw.

Im übrigen ist es überhaupt fraglich, ob eine derartige groß angelegte allgemeine Warenmesse der richtige Platz für eine generelle Ausstellung drahtloser Erzeugnisse ist. Einerseits wird allerdings das Interesse vieler Massebesucher gerade auf die drahtlose Technik, welche auch diesmal einen besonderen Anziehungspunkt für die Massen bildete, hingelenkt, um so mehr als an mehreren Stellen die Besucher, allerdings noch mit dem Doppelkopftelephon, von auswärtigen Sendern selbst empfangen konnten. Andererseits wäre es aber zweckmäßiger, die Radioausstellung, wie dies in Amerika,

England, Holland usw. geschieht, speziell an einem Ort zu organisieren, an welchem der wesentlichste Sitz dieser Industrie ist. Aus diesem Grunde wäre es wünschenswert, wenn sich die Interessenten zusammentun würden, um so bald als möglich eine drahtlose Ausstellung in Berlin zu veranstalten, und zwar möglichst als eine permanente Institution unter Beteiligung aller Erzeuger auf diesem Gebiet. Die Reichspost müßte gleichfalls die von ihr entwickelten Modelle und Einrichtungen ausstellen und vorführen. Dies gilt ganz besonders bezüglich der Einrichtungen für Radio-Schnelltelegraphie, welche in kurzem eine allgemeine Einführung erfahren wird.

Unter den Radiofirmen, welche auf der Leipziger Messe ausstellten, bzw. einigen der wichtigsten Unterlieferanten sind die Nachstehenden zu erwähnen, wobei ausdrücklich bemerkt wird, daß diese Übersicht keinen Anspruch auf Vollständigkeit erhebt, um so weniger, als eine umfassende Darstellung des gesamten Gebietes des Radio-Amateurwesens in kurzem in meinem Buch „Der Radio-Amateur" (Verlag J. Springer, Berlin) erscheinen wird.

R. Abrahamson, Berlin NW. 87 (Haus der Elektrotechnik), Ausstellung hochwertiger kleiner Meßinstrumente und Schiebewiderstände, wie sie zu den verschiedenartigsten Zwecken, nicht nur des Radio-Amateurbetriebes, sondern auch der drahtlosen Verkehrstechnik Verwendung finden.

W. A. Birgfeld A. G. (Broadcast A. G.), Berlin W. 8 (Ausstellungshalle V) stellte Einzelteile für den Radio-Amateurbetrieb aus, welche nach besonders sorgfältig durchgearbeiteten Modellen in Serienfabrikation ausgeführt werden, wie insbesondere Honigwabenspulen (Honeycomb coils), Drehkondensatoren, Heizwiderstände, Variometer, Doppelkopftelephone usw.

Deutsche Telephonwerke und Kabelindustrie A. G., Berlin SO. 33 (Haus der Elektrotechnik). Die Ausstellung war sehr reichhaltig mit verschiedenartigen Empfängern beschickt. Unter diesen sind zu erwähnen ein aus einzelnen Apparatkästen zusammengesetzter Röhrenempfänger, ein besonders kleiner, soeben fertig gewordener Empfänger, Röhrenverstärker mit direkt aufgebautem Lautsprecher und eine Rahmenantenne. Daneben auch Einzelteile, Schiebespulen, Detektoren, Doppelkopftelephone u. dgl.

Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. (Telefunken und Transradio), Berlin SW. 11 (Haus der Elektrotechnik). Dieser Ausstellungsstand war naturgemäß der reichhaltigste schon aus dem Grunde, weil hier auch ein Radiosender und zwar ein Röhrensender mit Steuerröhren von 500 Watt Hochfrequenzenergie zu sehen war. Auch die Empfängerausstellung zeigte zahlreiche verschiedene Modelle, wie einen mit allen Abstimmungsfeinheiten versehenen Empfänger für Verkehrszwecke bis zu einem ganz einfachen Kristalldetektor-Amateurempfänger herab. Von besonderem Interesse war ferner ein amerikanischer Amateurempfänger von Westinghouse mit Rückkopplung. Außerdem wurden besondere Amateurempfänger Telefunkon A, B und C gezeigt, welche auch in verschiedener Kombination benutzt werden können. Ferner waren ein Parlograph zum automatischen Aufzeichnen der Signale, sowie Antennenmaterial, Doppelkopfhörer usw. aufgebaut.

Huthgesellschaft für Funkentelegraphie m.b.H., Berlin SW. 48 (Haus Grönländer). Ausgestellt waren ein kleiner Röhrenempfänger und

Einzelteile für Radio-Telephonie, wie Kopffernhörer, Drehkondensatoren, Heizwiderstände usw.

Jaroslaws erste Glimmerwarenfabrik, Berlin SO. 36 (Haus der Elektrotechnik). An dieser Stelle konnte man in besonders instruktiver Aufmachung die auch für die drahtlose Technik besonders in Betracht kommenden Isolationsmaterialien, wie namentlich Glimmer und glimmerartige Substanzen sehen. Als neuartiges Konstruktionselement war Mikaseide ausgestellt, welche sich besonders für Spulenisolation eignen dürfte.

Kramolin & Co. G. m. b. H., München (Ausstellungshalle V). Der verhältnismäßig ungünstige Ausstellungsstand erlaubte nur recht unzulänglich, diese auf dem Radiogebiet vielleicht interessanteste Ausstellung zu studieren. Offenbar beeinflußt durch das hochstehende Münchener Kunstgewerbe, ist es dieser Firma gelungen, bei meist völlig von den bisherigen abweichenden Typen einen Grad der Fabrikationsvervollkommnung zu erzielen, wie er auf diesem Gebiete bisher nur selten beobachtet werden konnte. Von besonders neuartigen Konstruktionselementen sind zu erwähnen Drehkondensatoren mit Glimmerisolation nach dem Wickelprinzip, Telephone mit Glockenmagneten und leicht auswechselbaren Telephonspulen, Schalter, Griffe und Skalen, Detektoren und anderes mehr. Auch bezüglich des Baues der in verschiedensten Formen ausgestellten Empfängertypen ist Kramolin neue Wege gegangen. Nach Lösen einer einzigen Schraube kann man jeden Empfänger in seinem wesentlichsten Teil auseinander klappen und die gesamte Innenmontage ist übersichtlich und zugänglich. Durch entsprechend gebogene Blattfedern wird eine leicht und wohl auch sicher funktionierende Kontaktgebung der auf den verschiedenen Platten angeordneten Leitungsführungsteile erreicht.

C. Lorenz A. G., Berlin-Tempelhof (Haus der Elektrotechnik). Ausgestellt waren eine Rahmenantenne, ein kleiner Verstärker und ein Empfänger.

Akkumulatorenfabrik, System Pfalzgraf, Berlin N. 4 (Haus der Elektrotechnik). Ausgestellt waren Akkumulatoren und Batterien sowohl mit Masseplatten als auch mit Rapidplatten, welche besonders für Heizzwecke von Röhrenverstärkern in Betracht kommen. Ferner waren Glimmlichtgleichrichter der Elektrizitäts-Aktiengesellschaft Hydra-Werk in Berlin-Charlottenburg zu sehen, welche für den Amateurbetrieb von wesentlichem Interesse sind, da die Wechselstrom-Lichtleitungsanschlüsse gegenüber Gleichstromanschlüssen in den meisten Ländern überwiegen dürften.

Perfekt Elektromotoren-Aktiengesellschaft, Berlin W. 15 (Ausstellungshalle V). Die recht umfangreiche Ausstellung dieses Unternehmens zeigte außer Rahmenantennen und Detektorempfängern Einzelapparate und namentlich auch Kondensatoren mit Preßspahndielektrikum in besonders billiger Ausführung, wie sie für einen mit nicht allzu hohen Anforderungen experimentierenden Amateur in Betracht kommen können.

Radiofrequenz G. m. b. H., Berlin-Friedenau (Concentrahaus und an verschiedenen anderen Plätzen). Es waren Empfänger von den einfachsten bis zu recht hochwertigen Ausführungen aufgebaut, welche auch im Betriebe vorgeführt wurden. So konnte mit einer kleinen, in der engen Petersstraße ausgespannten Hochantenne mit drei Röhren ein ausgezeich-

neter Telephonieempfang von Berlin aus stattfinden. Neben den Empfängern zeigte der Ausstellungsstand auch die meist gebräuchlichen Einzelteile, wie Drehkondensatoren, Lampensockel, Heizwiderstände usw.

Gebrüder Ruhstrat, Göttingen (Haus der Elektrotechnik). Neben den bekannten hochwertigen Schiebewiderständen, welche im allgemeinen jedoch heute für den Amateurbetrieb zu teuer sein dürften, hatte die Firma auch erheblich einfachere und billigere Ausführungsformen ausgestellt, welche wohl namentlich für Schulen in Betracht kommen.

Dr. G. Seibt, Berlin-Schöneberg (Haus der Elektrotechnik). Die sehr reichhaltige Ausstellung der Seibtschen Apparate zeigte nicht nur für den Amateurbetrieb ausgebildete hochwertige Erzeugnisse, sondern auch andere, noch aus der Kriegs- und Vorkriegszeit herrührende Empfangs- und Meßinstrumente, so besonders Blinkgeräte und Goniometer. Von Interesse war ein sehr sorgfältig durchdachter und ausgeführter Universalempfänger, welcher es dem Amateur gestattet, nahezu jede beliebige Schaltung leicht auszuführeu. Daneben waren Verstärker und Einzelteile zu sehen.

Telephonfabrik A. G. vorm. J. Berliner, Berlin Steglitz (Haus der Elektrotechnik). Ausgestellt war eine Rahmenantenne merkwürdigerweise zusammengeschaltet mit einem Schiebespulen-Kristalldetektorempfänger.

A. G. vorm. C. J. Vogel, Adlershof bei Berlin (Haus der Elektrotechnik). Außer einer Rahmenantenne waren einige der in der drahtlosen Technik gebräuchlichen hochwertigen Drähte und Litzen ausgestellt, welchen die Firma ihren Weltruf verdankt.

Stöcker & Co., Leipzig-Plagwitz (Ausstellungshalle V). Ausgestellt waren Doppelkopffernhörer und ein Lautsprechermodell.

Eugen Nesper.

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Band 21. April 1923. Heft 4.

Inhalt.

Seite

H. Barkhausen, Wie weit kann bei Elektronenröhren allein durch die natürliche Kapazität zwischen Gitter und Anode Selbsterregung eintreten? (Mit 14 Figuren im Text) 198
H. Stenzel, Über das Fehlerdreieck bei F. T. Peilungen. (Mit 2 Figuren im Text) 221
H. Harbich, Versuche zur Feststellung der geeignetsten Lage einer Übersee-Funkempfangsstelle in Deutschland. (Mit 1 Figur im Text) 229
B. Rosenbaum, Neuere Ergebnisse der Zugtelephonie. (Mit 14 Figuren im Text) 234
E. Quäck, Die Transradio-Betriebszentrale. (Mit 12 Figuren im Text.) (Schluß folgt) 247
H. Eales, Die Hochfrequenzmaschinen der Société Française Radio-Electrique in Paris. (Mit 9 Figuren im Text) 261
F. Banneitz, Der Radio-Schnellverkehr Berlin—Budapest 272

Referate:

W. Glitsch (E. Lübcke), Messung kleiner Kapazitäten nach dem Resonanzschwebungsverfahren 274
A. T. C. Moore (E. Lübcke), Characteristics of 5 kW Elwell-Poulsen Arc Generator 275
L. W. Austin (H. Eales), Empfangsmessungen im Marine-Hochfrequenz-Forschungslaboratorium in Washington 276

Patentschau: H. Eales: Schwingungserzeugung; Senderschaltungen; Telephonieschaltungen; Tastschaltungen. (Mit 2 Figuren im Text) 279
Literaturverzeichnis (E. Nesper): Französische Bücher und Artikel über Radiotelegraphie und -Telephonie 284

Kurze Mitteilungen:

Funkausstellung in Genf 1923 285
Funkverkehr Transradio Ende März 1923 286
Funkwesen in Italien 286
Funkstationen in Grönland 286
Funkverkehr Deutschland—Ägypten 286
Das britische Reichsfunknetz 286

Manuskripte für das *Jahrbuch*, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an *Dr. E. Nesper*, *Berlin-Friedenau*, *Trägerstr. 2*[I], zu senden.

Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen.

Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn Berlin W. 10, Genthinerstraße 39,* Postscheck-Konto Berlin 32647.

Wie weit kann bei Elektronenröhren allein durch die natürliche Kapazität zwischen Gitter und Anode Selbsterregung eintreten?

Von **Heinrich Barkhausen.**

Inhalt.

I. Das Problem.
II. Theoretischer Teil.
A. Die Größe der Rückkopplung.
B. Theorie der Selbsterregung bei Vernachlässigung des Gitterstromes.
1. Ableitung der Selbsterregungsformel.
2. Diskussion der Selbsterregungsformel.
3. Sonderfall mit 2 Schwingungskreisen.
4. Eine andere Art der Darstellung.
C. Der Einfluß des Gitterstromes.
III. Experimenteller Teil.
1. Die Versuchsanordnung.
2. Die Versuchsergebnisse.
3. Diskussion der Versuchsergebnisse.
4. Weitere Versuche.
IV. Zusammenfassung.
Nachtrag.

I. Das Problem.

Bekanntlich kann man durch eine Rückkopplung, die Übertragung eines Teiles der verstärkten Leistung im Anodenkreise auf den steuernden Gitterkreis, dauernde Wechselströme erzeugen. Man findet nun aber oft, daß eine solche Selbsterregung auch eintritt, wenn keinerlei absichtliche Rückkopplung zwischen Anoden- und Gitterkreis hergestellt wird, also keinerlei Drahtverbindung zwischen beiden besteht, und auch jede transformatorische Einwirkung vermieden ist. Diese zunächst überraschende Erscheinung klärt sich in den meisten Fällen dadurch auf, daß bei geeigneten Verhältnissen schon eine außerordentlich geringe kapazitive Verbindung zwischen Anoden- und Gitterkreis eine zur Selbsterregung ausreichende Rückkopplung bildet, und daß eine so geringe kapazitive Verbindung schon durch die in der Röhre dicht nebeneinander liegenden Metallteile von Anode und Gitter nebst ihren Zuleitungen gegeben ist, sich also ohne schwierige konstruktive Abänderungen der Röhre gar nicht vermeiden läßt. Diese Erscheinung ist praktisch von einiger Bedeutung, einerseits weil sie bei gewissen Senderschaltungen nutzbar verwandt wird, anderseits weil sie besonders

bei Verstärkern oft unbeabsichtigt auftritt und hier das so gefürchtete Pfeifen veranlaßt. Sie soll daher im folgenden einer genauen Untersuchung unterzogen werden.

II. Theoretischer Teil.

A. Die Größe der Rückkopplung.

Die folgenden Rechnungen sind für sinusförmige Wechselströme durchgeführt. Die gerichteten Größen, die sich geometrisch durch Vektoren oder algebraisch durch komplexe Zahlen darstellen lassen, sind durch große deutsche Buchstaben bezeichnet.

Den Ausgangspunkt bildet die in Fig. 1 gezeichnete Schaltung. $\mathfrak{R}_g$ und $\mathfrak{R}_a$ sind die wirksamen Wechselwiderstände im Gitter- und Anodenkreise, die bei Sendern im allgemeinen aus Schwingungskreisen, bei

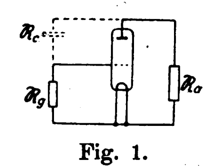


Fig. 1.

Verstärkern aus Transformatoren oder Drosselspulen bestehen. Die punktiert eingezeichnete Kapazität $\mathfrak{R}_c = \frac{1}{j\,\omega\,C}$ ist kein besonderer eingeschalteter Apparat, sondern die natürliche Kapazität, deren beide Belegungen einerseits aus den mit dem Gitter, anderseits aus den mit der Anode unmittelbar verbundenen Metallteilen innerhalb und außerhalb der Röhre gebildet werden. Wie Rechnungen und Versuche übereinstimmend ergeben, ist diese natürliche, stets vorhandene Kapazität bei kleinen Röhren und kurzen Zuleitungen etwa 5 cm groß, kann aber bei größeren Röhren oder längeren Zuleitungen leicht auf 20 cm und mehr anwachsen.

Die nachstehende Tabelle zeigt, daß diese kleine Kapazität besonders bei tieferen Frequenzen, also größeren Wellenlängen, einen sehr hohen Widerstand für den Wechselstrom bildet. Während aber ein solcher bei den früheren (Funken-)Anordnungen der drahtlosen Telegraphie gegen die meist wesentlich geringeren Widerstände der Apparate nicht in Betracht gekommen wäre, ist dies bei Röhrensendern nicht mehr der Fall, da hier ein günstiger Betrieb stets hohe Wechselwiderstäude der Apparate $\mathfrak{R}$ und $\mathfrak{R}_a$ erfordert.

Tabelle.

Wellenlänge λ in m	Frequenz $f = 3 \cdot 10^8/\lambda$	$\mathfrak{R}_c = 1/j\,\omega\,C$ in Ohm für $C = 5$ cm	$C = 20$ cm
10^6	300	$100 \cdot 10^6$	$25 \cdot 10^6$
100 000	3 000	$10 \cdot 10^6$	$2{,}5 \cdot 10^6$
10 000	30 000	10^6	250 000
1 000	300 000	100 000	25 000
100	$3 \cdot 10^6$	10 000	2 500

Unter Berücksichtigung des kapazitiven Widerstandes $\mathfrak{R}_c$ geht die Schaltung von Fig. 1 in die von Fig. 2 über. Man erkennt hier ohne

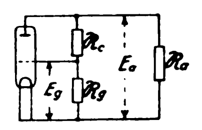


Fig. 2.

weiteres, daß eine Anodenwechselspannung $\mathfrak{E}_a$ auch eine steuernde Gitterwechselspannung $\mathfrak{E}_g$ hervorruft, indem die Widerstände $\mathfrak{R}_c$ und $\mathfrak{R}_g$ gewissermaßen als Spannungsteiler wirken. Bei zu vernachlässigendem Gitterstrom, also unbelastetem Spannungsteiler ist einfach $\mathfrak{E}_g : \mathfrak{E}_a = \mathfrak{R}_g : (\mathfrak{R}_g + \mathfrak{R}_c)$. Nun ist im allgemeinen Selbsterregung noch möglich, wenn die Gitterspannung etwa $^1/_{10}$ der Anodenspannung groß ist. Dann muß also $\mathfrak{R}_g$ mindestens $^1/_{10}$ von $\mathfrak{R}_c$ betragen. Für 10 000 m Wellenlänge und $C = 5$ cm, also $\mathfrak{R}_c = 10^6$ Ohm ist z. B. Selbsterregung möglich, wenn $\mathfrak{R}_g$ mindestens 100 000 Ohm groß ist. Das ist aber bei Verstärkern stets, bei Sendern häufig der Fall.

B. Theorie der Selbsterregung bei Vernachlässigung des Gitterstromes.[1])

1. Ableitung der Selbsterregungsformel. Eine exakte Theorie der Selbsterregung läßt sich für den Fall, daß der Gitter-

1) Die Selbsterregungsformel und ihre Diskussion in der hier wiedergegebenen Form, die auch über den hier behandelten Spezialfall hinaus Gültigkeit haben, habe ich 1918 im Anschluß an meine „Dienstschrift" Vgl. die „Historische Bemerkung" dieses Jahrbuch 16, S. 112, 1920. Teil I und II der „Dienstschrift" sind jetzt unter dem Titel „Elektronenröhren" als Buch bei S. Hirzel erschienen) aufgestellt. Die Formel ist auch von anderen inzwischen mehrfach abgeleitet und veröffentlicht worden. Doch glaubte ich, ihre Ableitung in der von mir geprägten Form hier nicht auslassen zu dürfen, um den Zusammenhang der Darstellung zu wahren.

strom verschwindend klein ist, leicht aufstellen. Man hat dazu nur die Bedingung auszudrücken, daß die Größe der Gitterspannung, die infolge der Rückkopplung durch die Anodenspannung hervorgerufen wird, eine solche Steuerwirkung auf den Anodenstrom in der Röhre hervorruft, daß rückwärts die Anodenspannung in ihrer alten Höhe aufrecht erhalten bleibt, oder erhöht wird. Im letzteren Falle wachsen die Schwingungen von selbst weiter an, der erstere Fall stellt den Gleichgewichtszustand dar. Für die Schaltung nach Fig. 2 ergibt sich, wie schon abgeleitet, die von der Anodenspannung erzeugte Gitterspannung zu:

$$\mathfrak{E}_g = \mathfrak{E}_a \frac{\mathfrak{R}_g}{\mathfrak{R}_g + \mathfrak{R}_c} = -\mathfrak{K} \cdot \mathfrak{E}_a \qquad (1)$$

Man bezeichnet $\mathfrak{K} = -\frac{\mathfrak{E}_g}{\mathfrak{E}_a}$ zweckmäßig als den „Rückkopplungsfaktor“.

Die so erzeugte Gitterspannung $\mathfrak{E}_g$ wirkt nun steuernd auf den Anodenstrom $\mathfrak{J}_a$ ein. Das wird bekanntlich durch die Gleichung

$$\mathfrak{J}_a = S(\mathfrak{E}_g + D\,\mathfrak{E}_a) \qquad (2)$$

dargestellt. Hierin bedeutet S die mittlere Steilheit der Charakteristik, die vom Arbeitspunkt und der Größe der entstehenden Schwingungen abhängt. D ist der nahezu konstante Durchgriff, $D \cdot \mathfrak{E}_a$ stellt den Einfluß der Anodenspannung auf die Steuerwirkung in der Röhre dar.

Schließlich ist noch eine dritte Gleichung aufzustellen, die angibt, daß der Anodenstrom $\mathfrak{J}_a$ beim Durchfließen der parallel geschalteten Widerstände $\mathfrak{R}_a$ und $(\mathfrak{R}_c + \mathfrak{R}_g)$ einen Spannungsabfall, d. h. eine negative Anodenwechselspannung $\mathfrak{E}_a$ erzeugt. Diese lautet

$$-\mathfrak{E}_a = \mathfrak{J}_a \frac{\mathfrak{R}_a \cdot (\mathfrak{R}_c + \mathfrak{R}_g)}{\mathfrak{R}_a + (\mathfrak{R}_c + \mathfrak{R}_g)} = \mathfrak{J}_a \mathfrak{R}_k \qquad (3)$$

wobei mit

$$\mathfrak{R}_k = \frac{\mathfrak{R}_a \cdot (\mathfrak{R}_c + \mathfrak{R}_g)}{\mathfrak{R}_a + (\mathfrak{R}_c + \mathfrak{R}_g)}$$

der „Kombinationswiderstand“ $\mathfrak{R}_a$ parallel zu $(\mathfrak{R}_c + \mathfrak{R}_g)$ bezeichnet wird. Aus diesen drei Gleichungen findet man durch Elimination von $\mathfrak{E}_g$, $\mathfrak{E}_a$ und $\mathfrak{J}_a$

$$\mathfrak{K} = -\frac{\mathfrak{R}_g}{\mathfrak{R}_g + \mathfrak{R}_c} = D + \frac{1}{S \cdot \mathfrak{R}_k} = D\left(1 + \frac{R_i}{\mathfrak{R}_k}\right) \qquad (4)$$

wobei $R_i = \frac{1}{SD}$ der „innere Widerstand“ der Röhre ist.

2. **Diskussion der Selbsterregungsformel.** Die „Selbsterregungsformel" (4) drückt mit dem Gleichheitszeichen die Bedingung aus, daß der durch Gleichung (1) bestimmte Rückkopplungsfaktor $\mathfrak{K}$ gerade so groß ist, daß einmal vorhandene Schwingungen sich gemäß den Gleichungen (2) und (3) selbst erhalten können. Ist $\mathfrak{K}$ kleiner als die rechte Seite der Formel, so reicht die Rückkopplung nicht aus, die Schwingungen klingen ab. Ist dagegen $\mathfrak{K}$ größer, so wächst jede noch so kleine Schwingung an, der schwingungslose Zustand ist labil, es treten praktisch stets ganz von selbst Schwingungen auf. Diese wachsen dann immer weiter an, bis der gesamte Anodenstrom sich nach unten der Null, oder nach oben dem Sättigungswert nähert, wo entsprechend der geringeren Steilheit S der Charakteristik die Steuerwirkung gemäß Gleichung (2) zunächst geschwächt wird und schließlich ganz aufhört. Die „mittlere Steilheit" S der Charakteristik nimmt dadurch bei größeren Amplituden ab. Dadurch vergrößert sich die rechte Seite von Gleichung (4) und wird schließlich gleich $\mathfrak{K}$. Dann gilt wieder das Gleichheitszeichen und der stationäre Zustand, die Schwingung mit gleichbleibender Amplitude, ist erreicht.

So einfach die Selbsterregungsformel (4) aussieht, so enthält sie doch eine nicht unbeträchtliche Schwierigkeit. Die Größen $\mathfrak{K}$ und $\mathfrak{R}_k$ sind zwar für einen Wechselstrom bestimmter Frequenz leicht zu berechnen, die Frequenz der sich erregenden Schwingung ist aber zunächst ganz unbekannt! Man weiß nur, daß jede Frequenz, für die $\mathfrak{K}$ größer ist, als Gleichung (4) entspricht, sich selbst erregt, muß aber gewissermaßen erst alle Frequenzen durchprobieren. Das ist um so schwieriger, als sich gerade im vorliegenden Falle $\mathfrak{K}$ und $\mathfrak{R}_k$ stark mit der Frequenz ändern und besonders bei Resonanzerscheinungen für gewisse Frequenzen ganz andere Werte besitzen als für unmittelbar benachbarte. Dazu kommt, daß die durch $\mathfrak{K}$ ausgedrückte Steuerwirkung nicht nur hinreichend groß sein, sondern auch in der richtigen Phase erfolgen muß, damit wirklich eine verstärkende Wirkung eintritt. Diese beiden physikalischen Bedingungen: richtige Amplitude und richtige Phase, kommen mathematisch in Gleichung (4) dadurch zum Ausdruck, daß $\mathfrak{K}$ und alle Widerstände $\mathfrak{R}$ gerichtete Größen sind, die erst durch ihren absoluten Betrag und ihren Phasenwinkel, oder auch durch ihren reellen und ihren imaginären Teil bestimmt sind. Eine solche Gleichung zwischen gerichteten, komplexen Größen ist gleichwertig zwei Gleichungen, indem sowohl die reellen, als auch die imaginären Teile oder auch die absoluten Beträge wie die Phasenwinkel auf beiden Seiten unter sich gleich sein müssen. Der physi-

kalische Inhalt der Selbsterregungsformel (4) ist hiernach nicht so ganz leicht zu erkennen und soll daher etwas genauer erörtert werden.

Zunächst ist zu bemerken, daß D, S und R_i rein reell sind, den Phasenwinkel 0 haben. Denn die Steuerwirkung gemäß Gleichung (2) erfolgt praktisch augenblicklich, also ohne Phasenverschiebung. — Ferner hat der Kombinationswiderstand $\mathfrak{R}_k$, wie jeder wirkliche Widerstand, stets einen positiven, reellen Teil. Daraus folgt, daß der reelle Teil der rechten Seite von Gleichung (4) stets positiv ist. Also muß auch der reelle Teil von $\mathfrak{K}$ stets positiv und der von $\dfrac{\mathfrak{R}_g}{\mathfrak{R}_g + \mathfrak{R}_c} = -\mathfrak{K}$ negativ sein. Das bedeutet, das $\mathfrak{R}_g$ im wesentlichen entgegengesetzt gerichtet sein muß wie $(\mathfrak{R}_g + \mathfrak{R}_c)$. Das ist aber nur möglich, wenn $\mathfrak{R}_g$ auch entgegengesetzt gerichtet ist wie $\mathfrak{R}_c$, und wenn $|\mathfrak{R}_g|$ kleiner als $|\mathfrak{R}_c|$ ist. Am anschaulichsten geht dies aus dem Vektordiagramm in Fig. 3 hervor. $\mathfrak{R}_c = \dfrac{1}{j\,\omega\,C}$ ist rein kapazitiv, also senkrecht nach unten gerichtet. $\mathfrak{R}_g$ muß dann nach oben gerichtet, induktiv sein. Der Vektor $(\mathfrak{R}_g + \mathfrak{R}_c)$ ergibt sich durch einfache Vektoraddition. Er

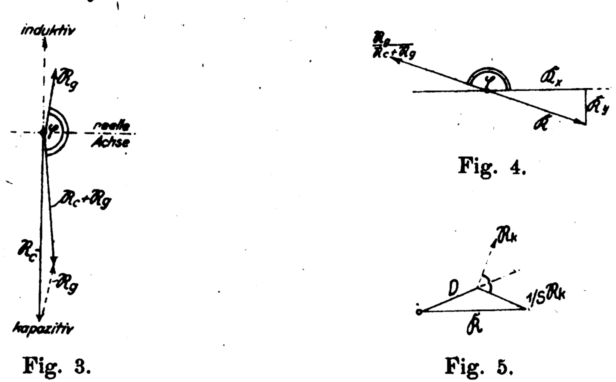


Fig. 3. Fig. 4. Fig. 5.

muß nach unten gerichtet sein, da er mit $\mathfrak{R}_g$ einem Winkel φ von über 90^0 bilden muß. Denn dieser Winkel ist gleich dem Winkel des Quotienten $\dfrac{\mathfrak{R}_g}{\mathfrak{R}_g + \mathfrak{R}_c}$. $\mathfrak{K}$ ist entgegengesetzt gerichtet wie der Quotient, hat also nur eine positive Komponente $\mathfrak{K}_x$, wenn φ größer als 90^0 ist (vgl. Fig. 4). Da φ stets kleiner als 180^0 ist, ist $\mathfrak{K}_y$ stets negativ. Aus Fig. 5 folgt dann, daß auch $1/S\,\mathfrak{R}_k$ einen negativen Phasenwinkel, also $\mathfrak{R}_k$ selbst einen positiven Phasenwinkel haben, induktiv sein muß. Das ist nur möglich, wenn auch $\mathfrak{R}_a$ induktiv ist und $\mathfrak{R}_a < (\mathfrak{R}_g + \mathfrak{R}_c)$ ist. Hiernach ergeben sich folgende

Bedingungen für die Selbsterregung:[1])

1. $\mathfrak{R}_g$ und $\mathfrak{R}_a$ müssen beide induktiv sein. Je geringer dabei ihre Wirkkomponente (ihre Dämpfung) ist, desto besser für die Selbsterregung.

2. $\mathfrak{R}_g$ muß kleiner als $\mathfrak{R}_c$ bleiben, so daß $\mathfrak{R}_c + \mathfrak{R}_g$ kapazitiv bleibt.

3. $\mathfrak{R}_g$ darf aber nicht sehr viel kleiner als $\mathfrak{R}_c$ werden, da sonst der Kopplungsfaktor $\mathfrak{K}$ (die Gitterspannung) zu klein wird.

4. $\mathfrak{R}_a$ muß groß sein, damit der Anodenstrom $\mathfrak{J}_a$ möglichst hohe Spannungsschwankungen $\mathfrak{E}_a$ erzeugt. Denn ohne diese würde keine Steuerwirkung $\mathfrak{E}_g$ zustandekommen. Maßgebend ist die Größe von $\mathfrak{R}_a$ gegenüber $R_i = 1/SD$.

5. Das induktive $\mathfrak{R}_a$ muß aber kleiner als $\mathfrak{R}_c + \mathfrak{R}_g$ bleiben, damit $\mathfrak{R}_k$ induktiv bleibt.

3. Sonderfall mit zwei Schwingungskreisen. In dem vorliegenden Fall besteht das Besondere darin, daß einerseits $\mathfrak{R}_c$, wie oben ausgeführt, anderseits auch R_i sehr groß ist, letzteres besonders bei Röhren mit kleinem Durchgriff, wo es von der Größenordnung 100000 Ohm ist. So große induktive Widerstände, lassen sich aber durch Spulen nicht so ohne weiteres herstellen, insbesondere ist dann im allgemeinen die Kapazität der Spulen selbst nicht mehr zu vernachlässigen, die einschließlich der Zuleitungen auch von der Größenordnung 5—20 cm oder auch größer zu sein pflegt, also mindestens einen ebenso großen Widerstand wie $\mathfrak{R}_c$ darstellt. Diese Kapazität kann man sich parallel zur Spule liegend denken (Fig. 6). Bei

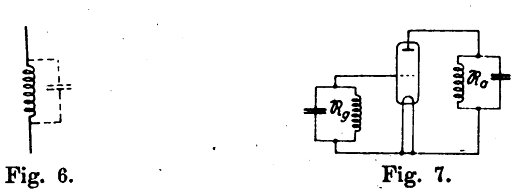


Fig. 6. Fig. 7.

den meisten Anwendungen der „rückkopplungslosen" Senderschaltung liegt überdies parallel zur Spule ein wirklicher Kondensator und zwar meist sowohl bei $\mathfrak{R}_g$ als auch bei $\mathfrak{R}_a$. Man verwendet die in Fig. 7 gezeichnete Schaltung. Diese sei daher den weiteren Überlegungen

---

1) Diese Bedingungen gelten ganz allgemein für jede Senderanordnung nach Fig. 2, bei der $\mathfrak{R}_c$ durch eine Kapazität gebildet wird.

zugrunde gelegt, wobei es zunächst gleichgültig ist, ob es sich um die (große) Kapazität eines wirklichen Kondensators oder die (kleine) natürliche Kapazität der Spule und der Zuleitungen handelt.

Bei dieser Schaltung sind also $\mathfrak{R}_g$ und $\mathfrak{R}_a$ die Kombinationswiderstände einer Spule L mit parallel geschaltetem Kondensator C, eines „Schwingungskreises". Hierüber ist zunächst einiges zu bemerken.

Bezeichnet man wie üblich

als Eigenfrequenz $\omega_r = \frac{1}{\sqrt{L\,C}}$

und als Dekrement $d = \pi\, R \sqrt{C/L}$ also $\frac{d}{\pi} = \frac{R}{\omega_r\, L}$

wobei R den Wirkwiderstand des ganzen Schwingungskreises bedeutet, so besitzt der Kreis einen Kombinationswiderstand

$$\mathfrak{R} = (R + j\,\omega\, L) \,\|\, \frac{1}{j\,\omega\, C} = \frac{(R + j\,\omega\, L) \cdot 1/j\,\omega\, C}{(R + j\,\omega\, L) + 1/j\,\omega\, C}$$

$$= \frac{\pi}{d}\,\omega_r\, L \cdot \frac{1 - j\,\frac{d}{\pi}\,\frac{\omega_r}{\omega}}{1 + j\,\frac{\pi}{d}\left(\frac{\omega}{\omega_r} - \frac{\omega_r}{\omega}\right)}$$

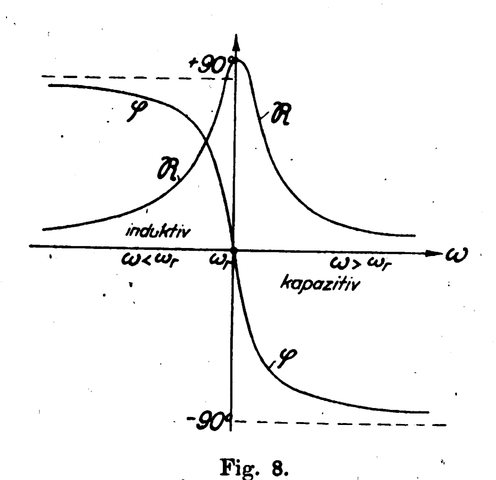


Fig. 8.

Dieser ist von der Frequenz ω stark abhängig. Fig. 8 veranschaulicht dieses. Für kleines ω geht der Strom hauptsächlich durch die Induktivität L, es ist nahezu $\mathfrak{R} = R + j\,\omega\, L$, die Phasenverschiebung

bei geringer Dämpfung fast 90°. Mit wachsendem ω steigt der Widerstand erst langsam, dann schneller an, während seine Phase erst langsam, dann schnell auf 0 abnimmt. Im Resonanzfall $\omega = \omega_r$ wird nahezu $\mathfrak{R} = \omega_r L \cdot \frac{\pi}{d}$ und $\varphi = 0$. Bei höherem ω sinkt wieder der absolute Betrag von $\mathfrak{R}$, während die Phase negativ kapazitiv wird. Es überwiegt der Strom durch die Kapazität und bald wird angenähert $\mathfrak{R} = 1/j\,\omega\,C$, also $\varphi = -90°$. Das wesentliche ist, daß die Drosselwirkung ωL einer Spule durch eine parallel geschaltete Kapazität gesteigert wird, und zwar im Resonanzfall nahezu auf das $\frac{\pi}{d}$-fache, daß aber im Resonanzfall selbst $\mathfrak{R}$ induktionsfrei und hinter der Resonanz kapazitiv wird.

Wenden wir diese Ergebnisse auf die oben aufgestellten Bedingungen für die Selbsterregung an. Die Bedingung (1), daß $\mathfrak{R}_g$ und $\mathfrak{R}_a$ beide induktiv sein müssen, verlangt, daß die Frequenz ω der selbsterregten Schwingung sowohl tiefer liegt als die Eigenschwingung des Gitterkreises, als auch tiefer als die Eigenschwingung des Anodenkreises. Denn nur dann ist der Kombinationswiderstand eines Schwingungskreises induktiv. Im Resonanzfall ist er induktionsfrei ($\varphi = 0$), d. h. genau die Eigenfrequenz selbst kann sich nicht erregen. Bei geringer Dämpfung genügt aber schon eine sehr geringe Abweichung. Bei $d = 0{,}1$ erhält man z. B. schon bei einer Abweichung von nur 3 % eine Phasenverschiebung von über 60°, die zur Selbsterregung im allgemeinen ausreicht. Der absolute Betrag des Kombinationswiderstandes fällt dabei freilich auf über die Hälfte des Resonanzwertes, ist aber doch noch über 10mal so groß wie der der Spule allein.

Die Bedingung (2) kann man sich am besten durch Vergleich mit einer Eigenfrequenz veranschaulichen. Die Bedingung, daß $\mathfrak{R}_g$ kleiner als $\mathfrak{R}_c$ bleiben muß, ist für den Fall, daß $\mathfrak{R}_g = j\,\omega\,L$ und $\mathfrak{R}_c = 1/j\,\omega\,C$ ist, gleichbedeutend damit, daß die Frequenz ω tiefer als die Eigenfrequenz $\omega_r = \frac{1}{\sqrt{L\,C}}$ eines aus $\mathfrak{R}_g$ und $\mathfrak{R}_c$ gebildeten Schwingungskreises (Fig. 9) bleibt. Denn für die Eigenfrequenz ist ja gerade $\omega_r L = \frac{1}{\omega_r C}$ also $\mathfrak{R}_g = \mathfrak{R}_c$. Für tiefere Frequenzen wird aber $\mathfrak{R}_g$ kleiner, $\mathfrak{R}_c$ größer. Das gleiche gilt aber auch für den Fall, daß $\mathfrak{R}_g$ selbst schon ein Schwingungskreis mit einer Kapazität C_g ist.

Dieser, durch $\mathfrak{R}_c$ kurzgeschlossen, bildet einen neuen Schwingungskreis mit $C + C_g$ als wirksamer Kapazität (Fig. 10). Die Eigenfrequenz, für die $\mathfrak{R}_g = \mathfrak{R}_c$ wird, ist $\omega_r = \frac{1}{\sqrt{L \cdot (C + C_g)}}$ und die Bedingung (2) behauptet, daß sich nur eine Frequenz unterhalb der Eigenfrequenz



Fig. 9. Fig. 10.

des so „erweiterten" Gitterkreises erregen kann. Die Bedingung (2) verschärft also die Bedingung (1) in bezug auf den Gitterkreis. Es wird sich später noch eine weitere Verschärfung ergeben.

Die Bedingung (3) ist bei großer Gitterkapazität C_g nicht so ganz leicht zu erfüllen. Ist z. B. $C_g = 1000$ cm, $C = 10$ cm, also $C_g = 100 \cdot C$, so würde ohne Gitterspule, L_g die Anodenspannung durch die beiden Kondensatoren C und C_g im Verhältnis $1:101$ geteilt werden, d. h. das Gitter nur $^1/_{100}$ der Anodenspannung erhalten, der Rückkopplungsfaktor nur $1\,^0/_0$ sein. Das genügt im allgemeinen nicht zur Selbsterregung. Der Rückkopplungsfaktor wird daher bei großem C_g nur hinreichend groß, wenn eine starke Erhöhung des Kombinationswiderstandes $\mathfrak{R}_g$ durch Resonanz eintritt, d. h. es können sich bei großem C_g nur solche Frequenzen erregen, die fast gleich der Eigenfrequenz des Gitterkreises sind. Ist z. B. $\mathfrak{K} = 10\,^0/_0$ erforderlich, so müßte im obigen Beispiel $\mathfrak{R}_g$ durch Resonanznähe mehr als 10 mal so groß werden. Da die volle Resonanz in Rücksicht auf die Phasenverschiebung nicht zu erreichen ist, ist eine solche Erhöhung nur bei schwach gedämpftem Gitterkreise möglich.

Je kleiner die Kapazität C_g des Gitterkreises ist, desto größer wird der Rückkopplungsfaktor auch außerhalb der Resonanz, desto leichter kann Selbsterregung eintreten. Beim Fehlen einer besonderen Gitterkapazität, wenn also C_g etwa gleich C ist, ist der Rückkopplungsfaktor auch in einem weiten Frequenzbereich unterhalb der Eigenfrequenz der Gitterspule noch hinreichend groß. Eine besonders geringe Dämpfung des Schwingungskreises ist dann nicht mehr zur Selbsterregung erforderlich.

Für die Bedingung (4) gilt im wesentlichen das gleiche wie für Bedingung (3). Besitzt der Anodenschwingungskreis eine große Kapazität C_a, also eine kleine Induktivität L_a — denn nach (1) muß

ja seine Eigenfrequenz höher als die sich erregende Frequenz bleiben — so wird Selbsterregung nur bei Erhöhung des Kombinationswiderstandes $\mathfrak{R}_a$ durch Resonanznähe möglich sein, d. h. es können sich bei sehr kleinem L_a nur solche Frequenzen erregen, die fast gleich der Eigenfrequenz des Anodenkreises sind. Bei sehr großer Induktivität L_a ist dagegen der induktive Widerstand ωL_a besonders bei großem ω für sich allein schon groß genug. Es ist dann Selbsterregung auch ohne Parallelkondensator ($C_a = 0$) schon möglich, natürlich mit einem solchen erst recht, solange nicht der Resonanzpunkt überschritten wird.

Es ist zu beachten, daß es beim Anodenkreis nur auf seine Größe im Vergleich zum inneren Widerstand R_i der Röhre ankommt, beim Gitterkreis dagegen zum Rückkopplungswiderstand $\mathfrak{R}_c = 1/\omega C$. Bei tiefen Frequenzen braucht daher der Anodenwiderstand $\mathfrak{R}_a$ nicht so hoch zu werden, wie der Gitterwiderstand $\mathfrak{R}_a$ dann werden muß.

Die Bedingung (5) kann man sich ebenso wie bei Bedingung (2) ausgeführt durch eine Eigenfrequenz veranschaulichen. $\mathfrak{R}_a$ kleiner als $\mathfrak{R}_c + \mathfrak{R}_g$ bedeutet nichts anderes, als daß die sich erregende Frequenz tiefer als die Eigenfrequenz des „erweiterten" Anodenkreises liegen muß, d. h. des Anodenkreises, zu dem man sich noch die kleine Kapazität C mit $\mathfrak{R}_g$ in Reihe parallel geschaltet denken muß, d. h. des in Fig. 11 gezeichneten Kreises. Da $\mathfrak{R}_c + \mathfrak{R}_g$ stets kapazitiv ist, wird

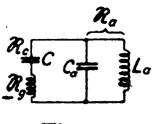


Fig. 11.

die Eigenfrequenz des Anodenkreises durch diese „Erweiterung" ein wenig vertieft. Die Bedingung (5) verschärft also die Bedingung (1) in bezug auf den Anodenkreis noch ein wenig.

4. Eine andere Art der Darstellung. Man bezeichnet oft die Teile der Leitung, die dem durchfließenden Strome Energie zuführen, als „negative Widerstände", im Gegensatz zu den normalen, positiven Widerständen, die dem Strom Energie entziehen. In einem Stromsystem, in dem die Summe aller Wirkwiderstände positiv ist, werden Schwingungen (= Wechselströme) gedämpft und klingen ab, in einem solchen, in dem sie negativ ist, werden Schwingungen verstärkt und wachsen von selbst weiter an. Die Bedingung für stationäre, sich selbst erregende Schwingungen ist, daß die Summe aller

gerichteten Widerstände gleich Null ist. Dazu müssen wieder einerseits die reellen Teile, die Wirkwiderstände, anderseits die imaginären Teile, die Blindwiderstände unter sich Null sein. Die erste Bedingung besagt, daß die Amplitude der Schwingungen weder zunimmt, noch gedämpft wird, wie schon bemerkt. Die zweite Bedingung dagegen bestimmt die Frequenz der sich erregenden Schwingungen, indem diese sich stets so einstellt, daß die Summe aller wirksamen Induktivitäten und Kapazitäten gleich Null wird. Besteht das Stromsystem aus parallel geschalteten Leitern, rechnet man besser mit den Leitwerten, den reziproken Widerständen. Es ergibt sich dann ebenso wie vorher als Bedingung für stationäre Schwingungen, daß die Summe aller gerichteten Leitwerte gleich Null sein muß. Die Schwingungen wachsen an, wenn die Summe der reellen Teile der Leitwerte negativ wird. Auf Widerstände umgerechnet, ergibt sich dann umgekehrt wie oben, daß die negativen Wirkwiderstände kleiner sein müssen, als die positiven, parallel geschalteten, wenn die Schwingungen anwachsen sollen.[1])

Diese Art der Veranschaulichung läßt sich auch auf den vorliegenden Fall anwenden. Man kann die Selbsterregungsformel (4) umformen in:

$$\frac{1}{\mathfrak{R}_g} + \frac{1}{\mathfrak{R}_c} + \frac{1}{D\,\mathfrak{R}_c + \mathfrak{R}_n} = 0 \tag{5}$$

wobei gesetzt ist:

$$\mathfrak{R}_n = \frac{1}{S}\,\frac{\mathfrak{R}_c}{\mathfrak{R}_k} = D\,\mathfrak{R}_c\,\frac{R_i}{\mathfrak{R}_k} \tag{6}$$

Man erkennt in dieser Form leicht, daß die linke Seite der Gleichung (5) dieselbe Größe hat wie ein Leitwert, der sich aus der Parallelschaltung der 3 Widerstände: 1. $\mathfrak{R}_g$, 2. $\mathfrak{R}_c$, 3. eines Widerstandes $D\,\mathfrak{R}_c$ in Reihe mit $\mathfrak{R}_n$ ergibt, wie er in Fig. 12 dargestellt ist. Frequenz

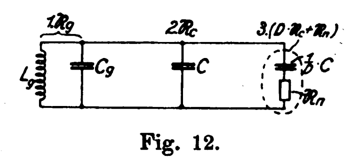


Fig. 12.

und Dekrement der Röhrenschwingungen stimmen daher genau mit der Eigenschwingung und dem Dekrement des in Fig. 12 gezeichneten „erweiterten" Gitterkreises überein.

1) Vgl. H. Rukop, Jahrb. d. drahtl. Telegr., Bd. 14, S. 141, 1919.

Ein negatives Dekrement ergibt anwachsende Schwingungen, Selbsterregung; ein positives nicht. $\mathfrak{R}_g$ und $\mathfrak{R}_c$ ergeben als physikalische Widerstände stets einen positiven Anteil zum Dekrement. Es muß also schon $\mathfrak{R}_n$ einen hinreichend großen, negativen Anteil ergeben. Das ist der Fall, sobald $\mathfrak{R}_k$ nahezu entgegengesetzt gerichtet ist wie $\mathfrak{R}_c$, oder, da $\mathfrak{R}_c$ rein kapazitiv ist, sobald $\mathfrak{R}_k$ hinreichend induktiv ist, eine Bedingung für die Selbsterregung, die auch bei der früheren Rechnung schon gefunden wurde.

Diese Art der Darstellung läßt zwar die Ursachen, die Ausgangsgleichungen (1) bis (3) nicht mehr so klar erkennen, dafür kann man aber die Wirkungen, das was eintritt, fast mühelos ablesen. So sieht man aus der Fig. 12 in Verbindung mit Gleichung (6) ohne weiteres, daß es einerseits auf eine schwache Dämpfung des Gitterkreises $\mathfrak{R}_g$ ankommt, damit der positive Anteil am Dekrement klein wird — $\mathfrak{R}_c$ kann im allgemeinen als verlustfrei angenommen werden — anderseits auf eine schwache Dämpfung des Anodenkreises $\mathfrak{R}_a$, da $\mathfrak{R}_k$ bei großem $\mathfrak{R}_c$ fast gleich $\mathfrak{R}_a$ ist, und nur die induktive Komponente von $\mathfrak{R}_k$ den „negativen Widerstand" bildet. Außerdem müssen aber die beiden in Reihe geschalteten Widerstände $\mathfrak{R}_n$ und $D\,\mathfrak{R}_c$ aneinander angepaßt, d. h. von gleicher Größenordnung sein. Ist $\mathfrak{R}_n$ zu klein, so kommt es hinter dem großen $D\,\mathfrak{R}_c$ nicht zur Wirkung; ist es zu groß, so wird der Leitwert des ganzen Stromzweiges 3 zu sehr herabgesetzt. In den beiden Grenzfällen $\mathfrak{R}_n = 0$ und $\mathfrak{R}_n = \infty$ ist die schwingungserregende Wirkung gleich Null, im ersteren Fall, weil der Zweig 3 dann nur mehr die reine Kapazität $D\,\mathfrak{R}_c$ enthält, im zweiten Fall, weil Zweig 3 keinen Strom mehr durchläßt, unterbrochen ist. Aus Gleichung (6) ergibt sich, daß die Bedingung $|\mathfrak{R}_n| = D\,|\mathfrak{R}_c|$ nichts anderes ist, wie die Bedingung $|\mathfrak{R}_k| = R_i$.[1])

Weiter erkennt man, daß der negative Widerstand $\mathfrak{R}_n$ nur dann zur Wirkung gelangen kann, wenn der ihm vorgeschaltete Widerstand $D\,\mathfrak{R}_s$ nicht zu groß ist. Es kommt ja auf einen großen negativen Leitwert des Zweiges 3 an, und der Leitwert dieses Zweiges bleibt stets kleiner als $1/D\,\mathfrak{R}_c$. Die Rückkopplungskapazität C multipliziert mit $1/D$ darf also nicht zu klein sein gegenüber der Gitterkapazität C_g, zu der sie parallel geschaltet ist, wenn Selbsterregung eintreten soll.

1) Die Bedingung $|\mathfrak{R}_k| = R_i$ gibt tatsächlich genau den größten Betrag des negativen, die Schwingungen anregenden Leitwerts, wenn der Phasenwinkel von $\mathfrak{R}_k$ als unveränderlich betrachtet wird, wie eine genauere Rechnung zeigt. Für rein induktives $\mathfrak{R}_k$ habe ich diese Rechnung schon in diesem Jahrbuch Bd. 16, S. 95/96, 1920, ausgeführt. Es ist dort nur $\mathfrak{R}_k$ mit $\mathfrak{R}_a$ bezeichnet.

Besonders einfach ist die Frequenz der entstehenden oder entstehen wollenden Schwingungen aus Fig. 12 abzulesen. Da $\mathfrak{R}_n$ stets kapazitiv ist, so stellt der Zweig 3 zwei in Reihe geschaltete Kapazitäten dar. Die resultierende Kapazität hat daher im Höchstfall den Wert $\frac{1}{D}C$, nämlich dann, wenn $\mathfrak{R}_n = 0$ ist, während sie für $\mathfrak{R}_n = \infty$ gleich Null wird. Die Frequenz des sich erregenden Wechselstromes ist daher gleich der Frequenz des Gitterschwingungskreises, wenn man sich dessen Kapazität C_g um einen Betrag erhöht denkt, der zwischen C und $C + \frac{1}{D}C$ liegt. Der erstere Wert gilt für großes $\mathfrak{R}_n$, d. h. kleines $\mathfrak{R}_k$, der letztere für kleines $\mathfrak{R}_n$, d. h. großes $\mathfrak{R}_k$. Die Frequenz liegt also, wie schon in Bedingung (1) früher festgestellt, stets tiefer, als die Eigenfrequenz des Gitterkreises selbst, und zwar um so mehr, je größer der Kombinationswiderstand $\mathfrak{R}_a (\approx \mathfrak{R}_k)$ des Anodenkreises gegenüber dem inneren Widerstande R_i der Röhre ist. Je nach dem Verhältnis von C zu C_g ist diese Vertiefung der Frequenz mehr oder weniger groß.

C. Der Einfluß des Gitterstromes.

Wenn das Gitter dauernd negativ bleibt, kann es von Elektronen nicht getroffen werden, kann also ein Gitterstrom überhaupt nicht entstehen. Bei Verstärkern ist dies fast stets der Fall, indem man dem Gitter eine kleine, negative Gleichstrom-Vorspannung gibt. Bei Sendern würde aber eine solche negative Vorspannung des Gitters, die bei größerer Amplitude der Gitterwechselspannung ziemlich erheblich sein müßte, im allgemeinen ungünstige Betriebsverhältnisse ergeben. Hier bildet sich daher, besonders bei größeren Schwingungsamplituden, stets ein gewisser Gitterstrom aus, der in den Ausgangsgleichungen (1) bis (3) und den darauf aufgebauten Folgerungen berücksichtigt werden muß.

Den größten Einfluß besitzt der Gitterstrom auf die Gleichung (1). Die Gitterspannung berechnet sich aus der Anodenspannung nach der Spannungsteiler-Gleichung $\mathfrak{E}_g = \mathfrak{E}_a \frac{\mathfrak{R}_g}{\mathfrak{R}_g + \mathfrak{R}_c}$ nur dann, wenn der Spannungsteiler unbelastet ist. Bei Entnahme eines Gitterstromes $\mathfrak{J}_g$ (vgl. Fig. 13) wird die Gitterspannung im allgemeinen sinken. Wenn der Gitterstrom immer proportional der Gitterspannung wäre, könnte man einen konstanten Widerstand R_g als Belastung des Spannungsteilers einführen. Dieser wäre ein reiner Wirkwiderstand, ohne Phasenver-

schiebung, da der Gitterstrom praktisch augenblicklich den Schwankungen der Gitterspannung folgt. Rechnerisch kann man in diesem Falle R_g am einfachsten mit in den Kombinationswiderstand $\mathfrak{R}_g$ einbeziehen, wie das in Fig. 14 angedeutet ist. Dann bleibt die alte

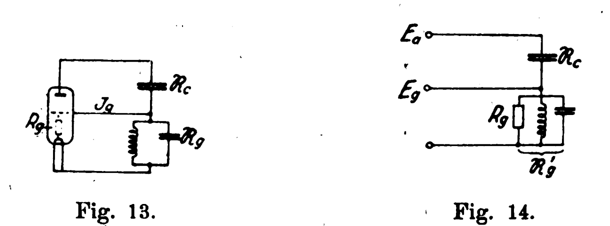


Fig. 13. Fig. 14.

Spannungsteilerformel (1) nebst allen Folgerungen aus ihr erhalten, nur ist das neue $\mathfrak{R}_g' = \frac{\mathfrak{R}_g \cdot R_g}{\mathfrak{R}_g + R_g}$ gegen früher verkleinert, solange nicht R_g sehr groß gegen $\mathfrak{R}_g$ ist. Ein Schwingungskreis $\mathfrak{R}_g$ wird durch R_g gedämpft, die Widerstandserhöhung durch Resonanz kann nicht in gleicher Höhe, wie ohne R_g eintreten. Bei größerem Gitterkondensator, wo diese Widerstandserhöhung zur Selbsterregung notwendig ist, kann daher bei stärkerem Gitterstrom, d. h. kleinerem R_g die Selbsterregung unmöglich werden. Ganz allgemein wird der Einfluß von R_g um so größer sein, ein je größeres $\mathfrak{R}_g'$ erforderlich ist, also besonders bei sehr großem $\mathfrak{R}_c$, kleiner Rückkopplungskapazität.

In Wirklichkeit ist aber der Gitterstrom auch von der Anodenspannung abhängig, wird z. B. dann besonders groß, wenn die gesamte Anodenspannung klein oder gar zeitweise negativ wird, wenn also die Amplitude der Anodenwechselspannung die der Gleichspannung überschreitet (überspannter Zustand). Auch nimmt der Gitterstrom mit wachsender Gitterspannung nicht proportional, sondern viel schneller zu. Wenn man trotzdem mit einem konstantem R_g rechnet, muß man sich dabei stets vor Augen halten, das R_g eigentlich nicht konstant ist, sondern bei größeren Gitter- und Anodenwechselspannungen stark sinkt, die Selbsterregung dann also stärker gedämpft wird. Der Gitterstrom wird daher weniger das selbsttätige Entstehen schwacher Schwingungen verhindern, als das weitere Anwachsen stärkerer Schwingungen begrenzen. Sind Gitter- und Anodenspannung nicht genau um 180^0 phasenverschoben, so wird der Gitterstrom auch gegen die Gitterspannung und damit der Gitterwiderstand eine Phasenverschiebung erhalten, die auf die Frequenz einwirkt. Über diese qualitativen Be-

trachtungen hinaus sind quantitative Berechnungen schon aus dem Grunde fast unmöglich, weil bei größeren Gitterströmen der Strom durchaus nicht mehr sinusförmig verläuft, sondern stark verzerrt ist, oft nur aus kurzen, einseitigen Impulsen besteht.

Auch die Gleichung (2) wird durch den Gitterstrom etwas verändert. Sie muß jetzt heißen

$$\mathfrak{J}_e = \mathfrak{J}_g + \mathfrak{J}_a = S(\mathfrak{E}_g + D\,\mathfrak{E}_a) \tag{2'}$$

weil die Steuerwirkung nicht den Anodenstrom $\mathfrak{J}_a$, sondern den ganzen, aus der Glühkathode austretenden Emissionsstrom $\mathfrak{J}_e = \mathfrak{J}_g + \mathfrak{J}_a$ beeinflußt. Da $\mathfrak{J}_g$ und $\mathfrak{J}_a$ so ziemlich gleiche Phase haben, weil beide mit wachsender Gitterspannung anwachsen, wird hier der Anodenstrom $\mathfrak{J}_a$ gegen früher, wo $\mathfrak{J}_a = \mathfrak{J}_e$ war, etwas geschwächt. Die Folge ist, daß auch der Spannungsabfall $-\mathfrak{J}_a \mathfrak{R}_k = \mathfrak{E}_a$ [Gleichung (3)] etwas geringer wird. Will man daher auch hier die alten Gleichungen bestehen lassen, so muß man in Gleichung (2) bei S und in Gleichung (3) bei $\mathfrak{R}_k$ einen kleinen Abschlag machen. Dadurch wird in der Schlußformel (4)

$$\mathfrak{K} = D + \frac{1}{S\,\mathfrak{R}_k} = D\left(1 + \frac{R_i}{\mathfrak{R}_k}\right)$$

das zweite Glied rechts etwas größer. Da der Gitterstrom im allgemeinen nur wenige Prozente des Anodenstromes groß ist, ist die Korrektur meist gering und in dieser etwas rohen Form ausreichend, zumal dieser Einfluß des Gitterstromes gegen den vorher besprochenen, auf Gleichung (1) beruhenden meist ganz zurücktritt.

III. Experimenteller Teil.

1. Die Versuchsanordnung. Die Versuche wurden mit Tonfrequenz an einem zylindrischen B-E-Rohr der Firma Siemens & Halske ausgeführt, dessen Kathode mit 2,0 Ampere geheizt wurde. Man erhielt dann einen Sättigungsstrom von 12 mA. Durch Aufnahme der Charakteristiken ergab sich:

die maximale Steilheit $S = 6 \cdot 10^{-4}$ A/V,
der Durchgriff $D = 8{,}5\,\%$ also $1/D = 11{,}8$

daraus berechnet sich der innere Widerstand $R_i = 1/S\,D = 20\,000$ Ohm.

Um den Gitterstrom ganz zu Null zu machen, wurde eine Gittervorspannung $E_g = -6$ Volt angewandt. Als Anodenspannung wurde $E_a = 220$ Volt gewählt. Der Arbeitspunkt lag dann gerade auf der Mitte der Charakteristik bei 6 mA Ruhestrom, also in bezug auf die

Selbsterregung am günstigsten. Die sich erregende Frequenz konnte durch Resonanz mit einer Luftsäule von veränderlicher Länge auf 1 % genau gemessen werden, durch Vergleich mit geeichten Stimmgabeln zum Teil noch genauer.

Die Schaltung entsprach der in Fig. 7 gezeichneten, d. h. es waren nur zwei nicht gekoppelte Schwingungskreise vorhanden, von denen der eine $\mathfrak{R}_g$ mit Gitter und Kathode, der andere $\mathfrak{R}_a$ mit Anode und Kathode verbunden war. Die natürliche Kapazität C zwischen Gitter und Anode, die teils in der Röhre, besonders aber in den Zuleitungen lag, betrug etwa $0{,}01 \cdot 10^{-9}$ F $= 9$ cm. Sie war bei den verschiedenen Versuchen nicht ganz gleich, da jedes Auswechseln oder Umlegen eines Zuleitungsdrahtes sie ja ein wenig ändert.

Eine magnetische Kopplung zwischen Gitter- und Anodenkreis wurde sorgfältig vermieden. — Daß tatsächlich die kleine natürliche Kapazität zwischen Gitter und Anode die Ursache der Selbsterregung war, zeigte sich am deutlichsten daran, daß in den Grenzgebieten die Anordnung außerordentlich kapazitätsempfindlich war. Schon durch geringe Bewegung eines Drahtes oder durch Nähern der Hand konnte oft Selbsterregung hervorgerufen oder unterdrückt werden. Denn dadurch wird ja die wirksame Kapazität etwas geändert.

Der Gitterkreis bestand durchweg aus einer Selbstinduktionsnormalie L_g von 1 Hy und 220 Ohm Gleichstromwiderstand, und einem Drehkondensator C_g von maximal $2{,}4 \cdot 10^{-9}$ F, dem zum Teil noch feste Glimmerkondensatoren parallel geschaltet wurden. Die Spulenkapazität der Induktionsnormalie betrug $0{,}12 \cdot 10^{-9}$ F. Dieser Betrag ist im folgenden stets zu C_g hinzu gerechnet worden. Auch in C_a wurde die Spulenkapazität von L_a einbezogen.

Die Versuche wurden in der Weise ausgeführt, daß zunächst auch als L_a eine bestimmte Selbstinduktionsnormalie eingeschaltet wurde. Dann wurden C_g verschiedene feste Werte gegeben und jedesmal untersucht, in welchen Grenzen von C_a dann Selbsterregung eintrat, welche Frequenzen ω sich dabei einstellten, und wie viel sich die Frequenz mit C_a maximal änderte: $\Delta\omega$. Schließlich wurde noch untersucht, wie viel Zusatzwiderstand R_{max} man bei günstigster Stellung von C_a entweder in den Anodenkreis (A) oder in den Gitterkreis (G) einschalten konnte, ohne die Selbsterregung zu stören.

2. Die Versuchsergebnisse. In allen Fällen war: $L_g = 1$ Hy; 220 Ohm Gleichstromwiderstand. Einheit von C_g und C_a: $10^{-9}\,\mathrm{F} =$ 900 cm.

Fall A.: $L_a = 10$ Hy; 1200 Ohm Gleichstromwiderstand. Keine Selbsterregung möglich.

Fall B. $L_a = 1$ Hy; 220 Ohm Gleichstromwiderstand.

C_g in 10^{-9} F	Selbsterregung bei C_a von .. bis ..	ω von .. bis ..	$\Delta\omega$	R_{max} in A	R_{max} in G
0,36	0—0,370	52 000	0,5 %	über 11 000	über 1000
0,60	0—0,603	38 000		über 11 000	500
1,32	0—1,14	27 000		über 11 000	
2,52	0—1,77	20 000	1,5 %	10 000	125
3,52	0—0,6	16 800		2 000	
3,58	0	16 700		0	0
Fall C. $L_a = 0,1$ Hy. 20,8 Ohm Gleichstromwiderstand.					
0,12	0—2,57			über 11 000	
0,24	0—2,91	64000—55000	16 %	über 11 000	
0,36	0—4,17	52500—46400	13 %	über 11 000	7500
1.08	0—11,4	30000—28300	6 %	2 200	800
1,20	0,3—12,6			1 400	
1,32	2,10—13,8			1 000	500
1,56	5,4—16,3	? —23700		600	320
2,04	12,5—20,6	21000—21000	1,9 %	240	160
2,52	18,5—24,1	19400—19200	1,0 %	100	80
3,30	30,9	17 000		0	0
Fall D. $L_a = 0,01$ Hy. 2,8 Ohm Gleichstromwiderstand.					
0,12	? —24,8				
0,24	3,6—29				
0,36	17—41,2			64	
0,60	41—64,4				
0,84	66—89,7	34000—32400	4,8 %		
1,08	92—112		2,4 %	15	
1,56	143—160			5	
2,04	194—205		0,8 %	1,6	
2,52	241—245			0,1	

Fall E. $L_a = 0,001$ Hy. 0,72 Ohm Gleichstromwiderstand.

Selbsterregung nur bei $C_g = 0,35 \cdot 10^{-9}$ F und $C_a = 330$ bis $345 \cdot 10^{-9}$ F, $\omega = 35000$. — Bei Hinzuschalten von $R_{max} = 0,64$ Ohm in A ist jede Selbsterregung unmöglich.

3. Diskussion der Versuchsergebnisse. Bei etwas größerem C_g ist die sich erregende Frequenz in der Tat fast genau die Eigenfrequenz des Gitterkreises und fast unabhängig davon, wie der Anodenkreis bemessen ist. ($\Delta\omega$ klein). Nur bei sehr kleiner Gitterkapazität macht sich die von der Theorie vorausgesagte Erniedrigung der Frequenz bemerkbar, die mit wachsendem Anodenwiderstand $\mathfrak{R}_a$ eintritt, d. h. je mehr der Anodenkreis in Resonanz kommt, je größer C_a gemacht wird. Daher tritt bei $L_a = 0{,}1$ und $L_a = 0{,}01$ Hy (Fall C und D) bei kleinem C_g eine merkliche Erniedrigung der Frequenz beim Vergrößern von C_a ein. Bei $L_a = 1$ Hy (Fall B) ist dies bei kleinem C_g ($= 0{,}36$), d. h. hoher Frequenz weniger der Fall, da hier an sich schon, ohne Resonanz, $R_a \approx \omega L_a = 52000$ Ohm, also größer als R_i ist, und eine weitere Vergrößerung dann nicht mehr viel ausmacht. Bei 7 mal größerem C_g ($= 2{,}52$), tieferer Frequenz, wird ωL_a kleiner, gleich 20000 Ohm, d. h. $= R_i$. Dann macht eine Erhöhung von $\mathfrak{R}_a$ durch Resonanz mehr aus. Daher wird dann $\Delta\omega$ größer, obwohl an sich bei dem 7 mal größerem C_g eine gleiche zusätzliche Kapazität nur eine 7 mal so kleine prozentuale Frequenzänderung hervorrufen würde. Die maximal mögliche Erniedrigung berechnet sich nach der Theorie durch Hinzufügen einer Kapazität von $(1 + 1/D) \cdot C = 0{,}13 \cdot 10^{-9}$ F. zu der des Gitterkreises. (Vgl. Fig. 12.) Hiermit stimmen die Messungen innerhalb der Fehlergrenzen überein. Für ganz kleines C_g, das an sich besonders interessant gewesen wäre, waren wegen der unberechenbaren zusätzlichen Kapazitäten und der nahe an der Grenze der Hörbarkeit liegenden Frequenzen freilich exakte Messungen kaum anzustellen.

Weiter bestätigt sich vorzüglich die theoretische Forderung, daß die Selbsterregung sofort aussetzt, sobald die Eigenfrequenz des Anodenkreises tiefer als die des Gitterkreises gemacht wird, wobei man sich nur dessen Kapazität um höchstens $0{,}13 \cdot 10^{-9}$ F erhöht denken muß. Die Prüfung ist dadurch besonders einfach, daß C_a im Falle B kleiner als C_g selbst, im Falle C kleiner als $10\ C_g$, im Falle D kleiner als $100\ C_g$ und im Falle E kleiner als $1000\ C_g$ sein muß. Das ist in der Tat überall der Fall, wenn man C_g um $0{,}13 \cdot 10^{-9}$ F vergrößert. Die hierdurch bedingte obere Grenze von C_a war meist außerordentlich scharf; sobald man C_a nur ein klein wenig weiter vergrößerte, setzte die vorher starke Selbsterregung sofort aus. Es ist dies wohl die beste Bestätigung für die oben abgeleitete Theorie.

Die untere Grenze von C_a ist dadurch bestimmt, daß bei zu

weiter Entfernung von der Resonanz der wirksame Anodenwiderstand $\mathfrak{R}_a$ zu klein wird. Bei großen L_a (= 1 Hy, Fall B) tritt Selbsterregung stets schon bei $C_a = 0$ ein, da dann ωL_a allein schon gleich oder größer als R_i (= 20000 Ohm) ist. Je kleiner aber L_a, desto mehr muß das ungenügend große ωL_a durch Resonanzwirkung, also erhöhtes C_a gesteigert werden, besonders dann, wenn gleichzeitig ω klein ist. Das zeigen Fall C, D und E sehr deutlich. Im Fall E ist z. B. ωL_a nur 53 Ohm. Durch Resonanznähe wird $\mathfrak{R}_a$ auf etwa 2000 Ohm gesteigert, bleibt also immer noch 10 mal so klein als R_i, so daß Selbsterregung sehr erschwert ist. Ein kleiner Zusatzwiderstand von 0,64 Ohm dämpfte die Resonanzwirkung schon so sehr, daß die Selbsterregung ganz unmöglich wurde. Hierdurch ist auch die untere Grenze von L_a bestimmt.

Die obere Grenze von L_a ist dadurch gegeben, daß bei ganz großem $\mathfrak{R}_k \approx \omega L_a$ keine Selbsterregung eintreten kann (Fall A). Denn nach den in Abschnitt B. 4. gemachten Ausführungen wird der „negative Leitwert" des Zweiges 3 in Fig. 12 nicht nur für großes, sondern auch für kleines $R_i/\mathfrak{R}_k$ sehr klein. Im Falle A ($L_a = 10$ Hy) wäre für die in Betracht kommenden Frequenzen $R_i/\mathfrak{R}_k$ kleiner als $^1/_{10}$ gewesen, und das ist zu klein.

Je kleiner die Kapazität des Gitterkreises C_g ist, desto leichter tritt Selbsterregung ein. Das erkennt man einerseits daran, daß man bei kleinerem C_g sowohl den Gitterkreis, als auch den Anodenkreis durch sehr viel größere Widerstände dämpfen kann, ohne daß die Selbsterregung aussetzt; anderseits daran, daß bei kleinerem C_g der prozentuale Spielraum für C_a unterhalb der Resonanz immer größer wird. Der Grund liegt darin, daß wie früher ausgeführt, der Rückkopplungsfaktor $\mathfrak{K}$ mit wachsendem C_g immer kleiner wird. Selbst in dem nicht erreichbaren Resonanzfall für $\mathfrak{R}_g$ wäre ja höchstens $\mathfrak{K} = \frac{C}{C_g} \cdot \frac{\pi}{d}$. Es ist überraschend, daß bis zu einem Werte $C_g = 3{,}58 \cdot 10^{-9}$ F (Fall B), der 358 mal so groß als C ist, noch Selbsterregung eintritt. Das war auch nur möglich, weil der verwandte Gitterkreis eine sehr geringe Dämpfung besaß. Für das größte C_g bei Fall B war $\frac{\pi}{d} = \frac{\omega L_g}{\mathfrak{R}_g} = \frac{16700}{220} = 76$. Im Resonanzfalle wäre also $\mathfrak{K} \approx {}^{76}/_{358} = 0{,}21$. Wegen der Phasenbedingung kann aber die Resonanzerhöhung nur etwa bis zur Hälfte eintreten. Dann wäre $\mathfrak{K} = 0{,}1 = 10\,^0/_0$, also immer noch größer als der Durchgriff $D = 8{,}5\,^0/_0$, wie es sein muß.

4. Weitere Versuche.

Dämpfung durch den Gitterstrom. Da bei Tonfrequenz infolge des großen Wertes von $\mathfrak{R}_c$ (etwa 10^6 Ohm) Selbsterregung nur eintreten kann, wenn auch der Gitterkreiswiderstand $\mathfrak{R}_g$ sehr hohe Werte annimmt, so muß auch ein mäßig großer Widerstand parallel zum Gitterkreis, wie er z. B. schon durch schlechte Isolation bedingt ist, stark dämpfen. Das wurde in der Tat durch den Versuch bestätigt. Wurde ein Widerstand von 200000 Ohm oder weniger parallel zu C_g geschaltet, war keine Selbsterregung mehr erreichbar. — Wenn das Gitter nicht hinreichend negativ gemacht wird, so ist der Gitterstrom nicht Null und das Gitter wirkt dann wie ein großer Nebenschlußwiderstand. (Vgl. die Ausführungen zu Fig. 13 und 14.) Ohne eine negative Gittervorspannung wirkte dem entsprechend das Gitter so stark dämpfend, daß keine Selbsterregung mehr möglich war, wenn C_g über $1{,}0 \cdot 10^{-9}$ F gesteigert wurde. Bei einer negativen Vorspannung von $-0{,}3$ Volt war Selbsterregung schon bis $1{,}3 \cdot 10^{-9}$ F möglich, bei -1 Volt war ein dämpfender Einfluß auf das Einsetzen der Schwingungen nicht mehr festzustellen, doch wuchsen die Schwingungen nur zu geringen Amplituden an und wurden erst stärker, wenn die Gittervorspannung stärker negativ gemacht wurde. Der Grund liegt darin, daß der Gitterstrom bei größeren Amplituden stärker dämpfend wirkt als bei kleinen. Wird der Gitterstrom durch stärkere negative Vorspannung ganz zu Null gemacht, so dämpft er nicht, und die Schwingungen erregen sich sofort bis zur vollen Amplitude. Das war bei den ersten Versuchen mit -6 Volt negativer Gitterspannung fast stets der Fall. Bei Hochfrequenz macht die Dämpfung durch den Gitterstrom viel weniger aus, weil da die kapazitiven Widerstände viel kleiner sind, also ein Nebenschluß auch erst bei viel kleineren Werten wirkam wird. Das wurde auch durch einige Vorversuche bestätigt gefunden.

Es wurden weiter einige Versuche mit $L_g = 10$ Hy im Gitterkreis angestellt. Selbsterregung trat dann wieder bis etwa $C_g = 3{,}5 \cdot 10^{-9}$ F ein, und zwar wieder nahezu in der Eigenfrequenz des Gitterkreises, die jetzt etwa dreimal niedriger lag. Die Anodenkapazität C_a konnte wieder bis nahezu zum Resonanzpunkt vergrößert werden. Im Resonanzpunkt selbst setzten die Schwingungen sofort aus. Auch sonst waren die Verhältnisse in nichts gegen früher geändert.

Schließlich wurde noch zwischen Gitter und Anode eine besondere kleine Kapazität geschaltet. Sie bestand aus einem 10 cm langen, am Ende offenen Stück Doppelleitung, und zwar

$0{,}01 \cdot 10^{-9}$ F = 9 cm groß. Es zeigte sich in der Tat, daß dadurch der Einfluß der Gitter-Anodenkapazität gegen früher verdoppelt wurde. Selbsterregung setzte unter allen früheren Bedingungen bedeutend leichter ein, und die Grenzen wurden der Theorie entsprechend weiter hinausgeschoben. Bei kleinem C_g machte sich die erniedrigende Wirkung eines hohen Anodenwiderstandes $\mathfrak{R}_a$ auf die Frequenz jetzt auch doppelt so stark bemerkbar. — Daß eine so kleine Zusatzkapazität einen so deutlichen Einfluß hat, ist ein sicherer Beweis dafür, daß auch die natürliche, unvermeidliche Kapazität in der Röhre und den Zuleitungen die Selbsterregung allein bewirken kann.

IV. Zusammenfassung.

1. Die natürliche Kapazität C zwischen Gitter und Anode kann trotz ihrer Kleinheit durchaus eine zur Selbsterregung ausreichende Rückkopplung bilden.

2. Es ist dazu erforderlich, daß der wirksame Gitterwiderstand $\mathfrak{R}_g$ mindestens D-mal so groß ist, als der kapazitive Gitter-Anodenwiderstand $1/\omega C \cdot$ (D = Durchgriff, kleiner als 1!).

3. Bei einem Gitter-Schwingungkreis $\mathfrak{R}_g$ mit der (natürlichen oder besonders eingeschalteten) Kapazität C_g ist Bedingung 2. nahezu gleichwertig mit der, daß C_g höchstens $\frac{\pi}{d} \cdot \frac{1}{D}$ mal so groß sein darf als $C \cdot$ (d = log. Dekrement des Schwingungskreises). Bei großem C_g/C ist daher eine sehr geringe Dämpfung d erforderlich.

4. Ein möglichst großer wirksamer Anodenwiderstand $\mathfrak{R}_a$ ist für die Selbsterregung günstig. Bei einem Anoden-Schwingungskreis ist daher Resonanznähe, angenäherte Abstimmung auf die sich erregende Frequenz, günstig. Doch muß $\mathfrak{R}_a$ kleiner als $1/\omega C$ bleiben. Vgl. ferner 8.

5. Die Frequenz des sich erregenden Wechselstroms ist gleich der des Gitterkreises, wenn man sich dessen Kapazität C_g um eine Größe vermehrt denkt, die zwischen C und $\frac{1+D}{D} C$ liegt. Der erstere Wert (C) gilt für kleines $\mathfrak{R}_a$, der zweite, nahezu $1/D$ d. h. etwa 10 mal so große Wert gilt für großes $\mathfrak{R}_a$, (klein und groß gegenüber dem inneren Widerstand R_i der Röhre).

6. Besteht daher die Gitterkapazität C_g aus einem wirklichen Kondensator, der groß gegen C ist (Sender), so ist die Frequenz des sich erregenden Wechselstromes stets nahezu gleich der Eigenfrequenz des Gitterkreises, unabhängig von der Größe $\mathfrak{R}_a$ des Anodenkreises.

7. Besteht dagegen die Gitterkapazität C_g nur aus der natürlichen Kapazität, die etwa ebenso klein wie C ist (Verstärker), so wird die Frequenz des sich erregenden Wechselstromes gegenüber der Eigenfrequenz des Gitterkreises stark erniedrigt, wenn der Anodenwiderstand $\mathfrak{R}_a$ groß gegen R_i wird, z. B. in Resonanznähe kommt.

8. Macht man die Eigenfrequenz des Anodenkreises tiefer, als die nach 5. sich erregen wollende Eigenfrequenz des „erweiterten" Gitterkreises, so ist jede Selbsterregung durch die Gitter-Anodenkapazität vollständig ausgeschlossen. (Pfeifschutz bei Verstärkern.)[1])

9. Sobald der Gitterstrom nicht durch hinreichend starke negative Gittergleichspannung zu Null gemacht wird, wirkt er, besonders bei tiefer Frequenz, dämpfend auf die Selbsterregung und noch mehr auf das weitere Anwachsen der entstehenden Schwingungen ein.

Nachtrag.

Als diese Arbeit schon druckfertig vorlag, erschien eine Arbeit über den gleichen Gegenstand von Rukop und Hausser-Ganswindt in der Telefunkenzeitung Nr. 25, Januar 1922. Dieser Fall zeigt, daß es nichts schadet, wenn der gleiche Gegenstand von zwei verschiedenen Seiten in Angriff genommen wird. Die Art der Behandlung ist so verschieden, daß es zum Teil geradezu schwer fällt, die gleichartigen Ergebnisse in beiden Arbeiten zu erkennen. Das liegt freilich zum Teil mit daran, daß sich die Verfasser nicht wie ich auf den Fall der natürlichen, sehr kleinen Kapazität C zwischen Gitter und Anode beschränkt haben, sondern auch größere Kapazitäten bis 1000 cm ihren Betrachtungen zugrunde gelegt und solche in ihren Versuchen zum Teil durch eingeschaltete, wirkliche Kondensatoren hergestellt haben. Satz 5. und 6. der dortigen Zusammenfassung:

> „5. Eine Selbsterregung kann sowohl eintreten, wenn der Gitterkreis kleiner ist als der Anodenkreis (bezgl. seiner Einzelwelle), als auch wenn er größer ist, als auch wenn beide absolut übereinstimmen."

> „6. Es läßt sich daher keine Reihenfolge von Kreisen im Verstärker angeben, welche die Selbsterregung durch Anoden-Gitterkapazität prinzipiell verhindert."

stehen daher mit meinem Satz 8. geradezu im Widerspruch. Bei dem dortigen Satz 5. klärt sich dieser dadurch auf, daß dieser Satz zwar

1) Patent R. 46673, auf meine Veranlassung Oktober 1918 angemeldet.

bei hinreichend großer Rückkopplungskapazität C ganz allgemein gilt, bei kleinem C dagegen wenigstens bei den normalen Senderschaltungen Selbsterregung sofort aufhört und prinzipiell unmöglich wird, wenn die Eigenwelle des Anodenkreises nur ein wenig größer als die des Gitterkreises wird. (Vgl. meinen Satz 6.) Der dortige Satz 6. ist dagegen nach meinen Ausführungen „prinzipiell" sicher nicht richtig. Aber auch praktisch ist er nicht richtig, da die Größenverhältnisse bei Verstärkern meist so liegen, daß man tatsächlich den Anodenkreis tiefer abstimmen kann, als den „erweiterten" Gitterkreis. Das habe ich 1918 in Kiel vor Anmeldung des Patentes[1]) schon untersucht.

Inzwischen sind noch zwei Experimentaluntersuchungen über die Kühnsche Schaltung zur Erzeugung hochfrequenter Wechselströme von E. Geissler (dieses Jahrbuch **19**, S. 383) und A. Herzog (dieses Jahrbuch **20**, S. 72) erschienen. Da Angaben über die Größe der verwandten Kapazitäten und Induktivitäten fehlen, läßt sich nur qualitativ feststellen, daß die dortigen Ergebnisse mit der hier abgeleiteten Theorie übereinstimmen.

Dresden, Institut für Schwachstromtechnik.

---

1) Um Mißdeutungen auszuschließen, möchte ich erwähnen, daß das Patent schon vor 2 Jahren von mir an Telefunken selbst übertragen worden ist.

Über das Fehlerdreieck bei F. T. Peilungen.

Von **Heinrich Stenzel**.

(Mitteilung aus dem Laboratorium der Torpedo- und Mineninspektion in Kiel.)

Um den Ort eines in Fahrt befindlichen Schiffes funkentelegraphisch zu bestimmen, bedient man sich im allgemeinen dreier Peilstationen (z. B. List, Borkum, Nordholz). Infolge der Ungenauigkeit jeder Peilung werden sich die drei durch Peilungen festgelegten Richtungen nicht in einem Punkte treffen, sondern es entsteht ein Dreieck, das sogenannte Fehlerdreieck. Es handelt sich im folgenden um die Aufgabe, mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate den wahrscheinlichsten Ort des Schiffes zu bestimmen.

Bei geodätischen Vermessungen ist diese Aufgabe unter dem Namen des Vorwärtseinschneidens von Punkten bekannt. Zwischen F. T. Peilung und geodätischer Vermessung besteht jedoch ein wesentlicher

Unterschied. Einmal kann das in Fahrt befindliche Schiff nicht beliebig oft angepeilt werden, sondern man muß sich auf wenige, schnell aufeinander folgende Messungen beschränken. Die Folge wird eine relativ größere Ungenauigkeit sein. Sodann hat man bei der Schiffsbestimmung nicht Zeit, die gemachten Messungen durch sorgfältige Ausgleichungsrechnung zu verbessern. Denn dem Kapitän liegt daran, den Standort möglichst sofort aus den gemachten Beobachtungen feststellen zu können. Aus diesem Grunde erscheint es zweckmäßig, die Aufgabe, die man in der Geodäsie durch die Ausgleichungsrechnung löst, hier durch Konstruktion zu behandeln.

Wir zeigen in § 1, daß der gesuchte Punkt durch eine einfache Minimaleigenschaft geometrisch gekennzeichnet ist, ferner in § 2, daß für jedes Dreieck ein und nur ein Punkt von der verlangten Eigenschaft existiert, und in § 3, daß dieser Punkt durch einfache geometrische Konstruktion gefunden werden kann.

§ 1.

Es seien α_1, α_2, α_3 die von O_1, O_2, O_3 gepeilten Richtungen (Fig. 1), A_1, A_2, A_3 das entstandene Fehlerdreieck. Ist S, der Ort des Schiffes, durch ψ_1, ψ_2, ψ_3 gegeben, so ist der wahrscheinlichste Wert von ψ_1, ψ_2, ψ_3 dadurch definiert, daß die Summe der Fehlerquadrate:

$$M = (\psi_1 - \alpha_1)^2 + (\psi_2 - \alpha_2)^2 + (\psi_3 - \alpha_3)^2 \tag{1}$$

zum Minimum gemacht werden muß.

Sei O_1 der Anfangspunkt des Koordinatensystems, die Y-Achse die Nordrichtung, die X-achse die Ostrichtung, x, y die Koordinaten von S, x_2, y_2 die Koordinaten von O_2, x_3, y_3 die Koordinaten von O_3, dann ist:

$$\operatorname{tg} \psi_1 = \frac{x}{y}, \quad \operatorname{tg} \psi_2 = \frac{x - x_2}{y - y_2}, \quad \operatorname{tg} \psi_3 = \frac{x - x_3}{y - y_3} \tag{2}$$

oder:

$$\psi_1 = \operatorname{arc\,tg} \frac{x}{y}, \quad \psi_2 = \operatorname{arc\,tg} \frac{x - x_2}{y - y_2}, \quad \psi_3 = \operatorname{arc\,tg} \frac{x - x_3}{y - y_3} \tag{3}$$

Nach dem Mittelwertsatz der Differentialrechnung ist:

$$\begin{aligned} f(x, y) = f(x_0 y_0) &+ (x - x_0) \frac{\partial f}{\partial x} (x_0 + \vartheta (x - x_0), \, y_0 + \vartheta (y - y_0)) \\ &+ (y - y_0) \frac{\partial f}{\partial y} (x_0 + \vartheta (x - x_0), \, y_0 + \vartheta (y - y_0)) \end{aligned} \tag{4}$$

oder für hinreichend kleine Werte von $x - x_0$ und $y - y_0$

$$f(x, y) = f(x_0 y_0) + (x - x_0)\frac{\partial f}{\partial x}(x_0 y_0) + (y - y_0)\frac{\partial f}{\partial x}(x_0 y_0) \tag{5}$$

Nun ist:

$$\frac{\partial \psi_1}{\partial x} = \frac{y}{x^2 + y^2}, \quad \frac{\partial \psi_1}{\partial y} = \frac{-x}{x^2 + y^2}$$

also folgt:

$$\psi_1 = \operatorname{arc\,tg}\frac{x_0}{y_0} + \frac{y_0}{x_0^2 + y_0^2}(x - x_0) - \frac{x_0}{x_0^2 + y_0^2}(y - y_0) \tag{6}$$

Wir wählen den Punkt O mit den Koordinaten x_0, y_0 irgendwo in dem Fehlerdreieck als neuen Koordinatenanfangspunkt. Dann werden

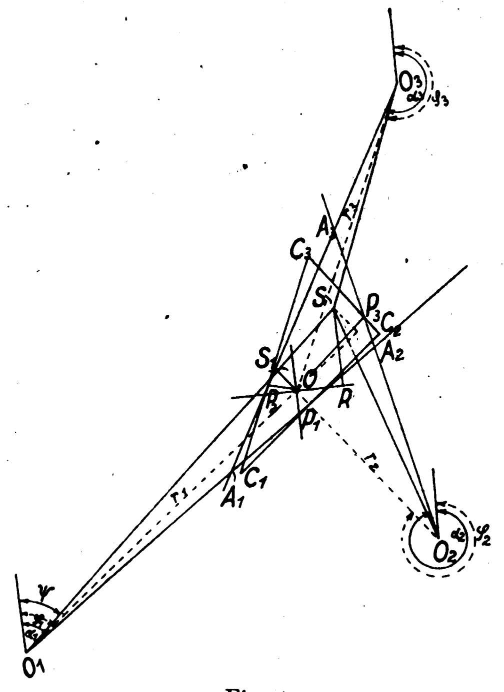


Fig. 1.

$\xi = x - x_0$, $\eta = y - y_0$ die neuen Koordinaten. Sind ferner $O O_1 = r_1$, $O O_2 = r_2$, $O O_3 = r_3$ und φ_1, φ_2, φ_3 die Winkel, die die Nordrichtung mit $O O_1$, $O O_2$, $O O_3$ bildet, so ist:

$$x_0 = r_1 \sin \varphi_1, \qquad y_0 = r_1 \cos \varphi_1$$

und (6) geht über in:

$$\psi_1 = \varphi_1 + \frac{\cos\varphi_1}{r_1}\xi - \frac{\sin\varphi_1}{r_1}\eta \qquad (7)$$

Der Fehler, der gemacht wird, weil an Stelle der genauen Gleichung (4) die Gleichung (5) gesetzt wird, läßt sich geometrisch leicht deuten. Fällt man vom Punkte S mit den Koordinaten $OR = \xi_0$, $SR = \eta_0$ das Lot SP auf $O_1\,O$, so ist:

$$\eta_0 = SR = \xi_0 \cot\varphi_1 + \frac{SP}{\sin\varphi_1}$$

Daraus folgt:

$$SP = -\xi_0 \cos\varphi_1 + \eta_0 \sin\varphi_1$$

und aus (7) ergibt sich:

$$\psi_1 = \varphi_1 - \frac{SP}{r_1}.$$

Schneidet der Kreis um O_1 mit r_1 die Strecke $O_1\,S$ in S_1, so ist der genaue Wert von ψ_1 gegeben durch: $\varphi_1 - \frac{OS}{r_1}$. Durch (7) wird also ψ_1 bis auf einen Fehler vom Betrage $\frac{SP - S_1\,O}{r_1}$ dargestellt. Wegen der in praxi beträchtlichen Entfernung r_1 ist daher der Fehler außerordentlich gering, wenn S in dem Fehlerdreieck liegt. Dieselben Überlegungen gelten für ψ_2 und ψ_2. Wir erhalten also die Gleichungen:

$$\psi_1 = \varphi_1 + \xi\frac{\cos\varphi_2}{r_1} - \eta\frac{\sin\varphi_1}{r_1}$$

$$\psi_2 = \varphi_2 + \xi\frac{\cos\varphi_2}{r_2} - \eta\frac{\sin\varphi_2}{r_2}$$

$$\psi_3 = \varphi_3 + \xi\frac{\cos\varphi_3}{r_3} - \eta\frac{\sin\varphi_3}{r_3}$$

und es ist ξ, η so zu bestimmen, daß:

$$M = \left[\varphi_1 - \alpha_1 + \xi\frac{\cos\varphi_1}{r_1} - \eta\frac{\sin\varphi_1}{r_1}\right]^2 + \left[\varphi_2 - \alpha_2 + \xi\frac{\cos\varphi_2}{r_2} - \eta\frac{\sin\varphi_2}{r_2}\right]^2 + \left[\varphi_3 - \alpha_3 + \xi\frac{\cos\varphi_3}{r_3} - \eta\frac{\sin\varphi_3}{r_3}\right]^2 \qquad (8)$$

zum Minimum wird.

Errichte ich in O die Lote auf OO_1, OO_2, OO_3, welche die Seiten des Fehlerdreiecks in P_1, P_2, P_3 schneiden und nenne die Winkel, welche die Lote mit der Abszissenachse bilden: β_1, β_2, β_3,

so ist: $\varphi_1 + \beta_1 = 4R$, $\varphi_2 + \beta_2 = 4R$, $\varphi_3 + \beta_3 = 4R$ und aus Gleichung (8) wird:

$$\begin{aligned} M = & \frac{1}{r_1^2}[\xi \cos\beta_1 - \eta \sin\beta_1 - r_1(\varphi_1 - \alpha_1)]^2 \\ & + \frac{1}{r_2^2}[\xi \cos\beta_2 - \eta \sin\beta_2 - r_2(\varphi_2 - \alpha_2)]^2 \\ & + \frac{1}{r_3^2}[\xi \cos\beta_3 - \eta \sin\beta_3 - r_3(\varphi_3 - \alpha_3)]^2 \end{aligned} \tag{9}$$

Da $\varphi_1 - \alpha_1$ ein kleiner Winkel und r_1 groß, so kann man setzen:

$$O P_1 = r_1(\varphi_1 - \alpha_1) = l_1, \quad O P_2 = r_2(\varphi_2 - \alpha_2)_2 = l_2$$
$$O P_3 = r_3(\varphi_3 - \alpha_3) = l_3 .$$

Ziehe ich jetzt die Parallele durch P_1 zu $O_1 O$, die Parallele durch P_2 zu $O_2 O$, die Parallele durch P_3 zu $O_3 O$, so erhalte ich das Dreieck C_1, C_2, C_3 und die Gleichungen der drei Geraden, durch die es gebildet wird, lauten in der Hesseschen Normalform:

$$\begin{aligned} \xi \cos\beta_1 - \eta \sin\beta_1 - l_1 &= 0 \\ \xi \cos\beta_2 - \eta \sin\beta_2 - l_2 &= 0 \\ \xi \cos\beta_3 - \eta \sin\beta_3 - l_3 &= 0 \end{aligned}$$

Bezeichne ich die Abstände des Punktes S von den Seiten des Dreiecks C_1, C_2, C_3 mit p_1, p_2, p_3, so ist (9) gleichbedeutend mit:

$$M = \frac{p_1^2}{r_1^2} + \frac{p_2^2}{r_2^2} + \frac{p_3^2}{r_3^2} \tag{10}$$

Der Punkt S muß also so in dem Dreieck C_1, C_2, C_3 gewählt werden, daß die Summe der Quadrate der Abstände von den Seiten multipliziert mit Konstanten zum Minimum wird.

§ 2.

Soll

$$M(\xi, \eta) = \frac{p_1^2}{r_1^2} + \frac{p_2^2}{r_2^2} + \frac{p_3^2}{r_3^2}$$

an der Stelle $\xi = \xi_0$, $\eta = \eta_0$ ein Minimum haben, so müssen notwendig die partiellen Differentialquotienten Null sein. Also folgt:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}\frac{\partial M}{\partial \xi} &= \frac{p_1}{r_1^2}\frac{\partial p_1}{\partial \xi} + \frac{p_2}{r_2^2}\frac{\partial p_2}{\partial \xi} + \frac{p_3}{r_3^2}\frac{\partial p_3}{\partial \xi} = 0 \\ \frac{1}{2}\frac{\partial M}{\partial \eta} &= \frac{p_1}{r_1^2}\frac{\partial p_1}{\partial \eta} + \frac{p_2}{r_2^2}\frac{\partial p_2}{\partial \eta} + \frac{p_3}{r_3^2}\frac{\partial p_3}{\partial \eta} = 0 \end{aligned} \tag{11}$$

oder:

$$\frac{p_1}{r_1^2}\cos\beta_1 + \frac{p_2}{r_2^2}\cos\beta_2 + \frac{p_3}{r_3^2}\cos\beta_3 = 0$$

$$\frac{p_1}{r_1^2}\sin\beta_1 + \frac{p_2}{r_2^2}\sin\beta_2 + \frac{p_3}{r_3^2}\sin\beta_3 = 0 \tag{12}$$

Wenn die Ungleichungen:

$$\frac{\partial^2 M}{\partial \xi^2} > 0, \quad \frac{\partial^2 M}{\partial \eta^2} > 0, \quad \frac{\partial^2 M}{\partial \xi^2}\frac{\partial^2 M}{\partial \eta^2} - \left[\frac{\partial^2 M}{\partial \xi \partial \eta}\right]^2 > 0 \tag{13}$$

erfüllt sind, so sind bekanntlich die Gleichungen (12) auch hinreichend für die Existenz des Minimums.

Nun ist aber:

$$\frac{1}{2}\frac{\partial^2 M}{\partial \xi^2} = \frac{\cos^2\beta_1}{r_1^2} + \frac{\cos^2\beta_2}{r_2^2} + \frac{\cos^2\beta_3}{r_3^2},$$

$$\frac{1}{2}\frac{\partial^2 M}{\partial \eta^2} = \frac{\sin^2\beta_1}{r_1^2} + \frac{\sin^2\beta_2}{r_2^2} + \frac{\sin^2\beta_3}{r_3^2},$$

$$\frac{1}{2}\frac{\partial^2 M}{\partial \xi \partial \eta} = \frac{\sin\beta_1\cos\beta_1}{r_1^2} + \frac{\sin\beta_2\cos\beta_2}{r_2^2} + \frac{\sin\beta_3\cos\beta_3}{r_3^2}$$

Ferner besteht die Identität:

$$\left(\frac{\cos^2\beta_1}{r_1^2} + \frac{\cos^2\beta_2}{r_2^2} + \frac{\cos^2\beta_3}{r_3^2}\right)\left(\frac{\sin^2\beta_1}{r_1^2} + \frac{\sin^2\beta_2}{r_2^2} + \frac{\sin^2\beta_3}{r_3^2}\right)$$
$$- \left(\frac{\sin\beta_1\cos\beta_1}{r_1^2} + \frac{\sin\beta_2\cos\beta_2}{r_2^2} + \frac{\sin\beta_3\cos\beta_3}{r_3^2}\right)^2$$
$$= \left(\frac{\cos\beta_1\sin\beta_2}{r_1 r_2} - \frac{\sin\beta_1\cos\beta_2}{r_1 r_2}\right)^2 + \left(\frac{\cos\beta_1\sin\beta_3}{r_1 r_3}\right.$$
$$\left.- \frac{\sin\beta_1\cos\beta_3}{r_1 r_3}\right)^2 + \left(\frac{\cos\beta_2\sin\beta_3}{r_2 r_3} - \frac{\sin\beta_2\cos\beta_3}{r_2 r_3}\right)^2.$$

Daraus folgt aber, daß die Ungleichungen (13) im allgemeinen stets erfüllt sind. Nur der Fall:

$$\frac{\partial^2 M}{\partial \xi^2}\cdot\frac{\partial^2 M}{\partial \eta^2} - \left[\frac{\partial^2 M}{\partial \xi \partial \eta}\right]^2 = 0$$

kann eintreten, wenn:

$$(\cos\beta_1\sin\beta_2 - \sin\beta_1\cos\beta_2)^2 = 0, \quad (\cos\beta_1 \operatorname{cin}\beta_3 - \sin\beta_1\cos\beta_3)^2 = 0$$
$$(\cos\beta_2\sin\beta_3 - \sin\beta_2\cos\beta_3)^2 = 0$$

d. h. wenn:

$$\sin(\beta_1 - \beta_2) = 0, \quad \sin(\beta_1 - \beta_3) = 0, \quad \sin(\beta_2 - \beta_3) = 0.$$

Dieser Ausnahmefall würde bedeuten, daß zwei der gepeilten Richtungen zusammenfallen, d. h. es würde sich gar kein Fehlerdreieck, sondern nur ein Schnittpunkt ergeben, der dann natürlich der wahrscheinlichste Ort des Schiffes ist. Wenn also ein Fehlerdreieck überhaupt existiert, so geben die Gleichungen (12) die notwendigen und hinreichenden Bedingungen für die Existenz des Minimums. Daß die Gleichungen (12) aber stets durch ein und nur durch ein Wertepaar ξ, η erfüllt werden, ergibt sich, wenn man ihre Determinante ausrechnet. Diese ist gleich:

$$\frac{\partial^2 M}{\partial \xi^2} \frac{\partial^2 M}{\partial \eta^2} - \left[\frac{\partial^2 M}{\partial \xi \partial \eta}\right]^2$$

und daher wegen (13) stets von Null verschieden.

Die beiden Gleichungen (12) lassen sich nun in die eine zusammenfassen:

$$\frac{p_1}{r_1^{\,2}} e^{i\beta_1} + \frac{p_2}{r_2^{\,2}} e^{i\beta_2} + \frac{p_3}{r_3^{\,2}} e^{i\beta_3} = 0 \tag{14}$$

Denke ich mir daher auf den Punkt S drei Kräfte wirkend, deren absolute Größen durch $\frac{p_1}{r_1^{\,2}}, \frac{p_2}{r_2^{\,2}}, \frac{p_3}{r_3^{\,2}}$, und deren Richtungen durch die drei Lote p_1, p_2, p_3 gegeben sind, so besagt (14), daß der Punkt unter dem Einfluß dieser Kräfte im Gleichgewicht sein muß, und wir haben gezeigt, daß zu jedem Dreieck ein ganz bestimmter derartiger Punkt gehört.

§. 3.

Betrachten wir zunächst den einfacheren Fall, daß $r_1 = r_2 = r_3$ ist, so haben wir die Aufgabe, den Punkt im Dreieck C_1, C_2, C_3 so zu bestimmen, daß der aus den drei auf die Dreieckseiten gefällten Loten resultierende Vektor Null ist; oder anders ausgedrückt, daß die Summe der Quadrate der Abstände von den Seiten ein Minimum ist. Dieser so definierte Punkt ist in der neueren Dreiecksgeometrie unter dem Namen des Grebeschen oder Lemoineschen Punktes bekannt (Encycl. d. math. Wiss. III, A, B, 10, S. 1185 u. S. 1210). Zieht man von der Ecke eines Dreiecks die Mittellinie und die Winkelhalbierende, so versteht man unter der Gegenmittellinie die von derselben Ecke ausgehende Transversale, welche in bezug auf die Winkelhalbierende zu der Mitteltransversalen symmetrisch liegt. Dann ist der Grebesche Punkt der Schnittpunkt der drei Gegenmittellinien des Dreiecks.

Die in praxi häufig angewandte Methode, in dem Fehlerdreieck den Schwerpunkt als wahrscheinlichsten Punkt zu wählen, ist bereits in diesem speziellen Fall $r_1 = r_2 = r_3$ durchaus unrichtig. Nur in dem Fall, wo das Fehlerdreieck gleichseitig ist, würde der Grebesche Punkt mit dem Schwerpunkt zusammenfallen.

Im allgemeinen Fall (Fig. 2) $r_1 \neq r_3 \neq r_3$ sei S_1 der gesuchte Punkt, mit C_1 verbunden und $C_1 S_1$ bis zum Schnittpunkt D_1 mit

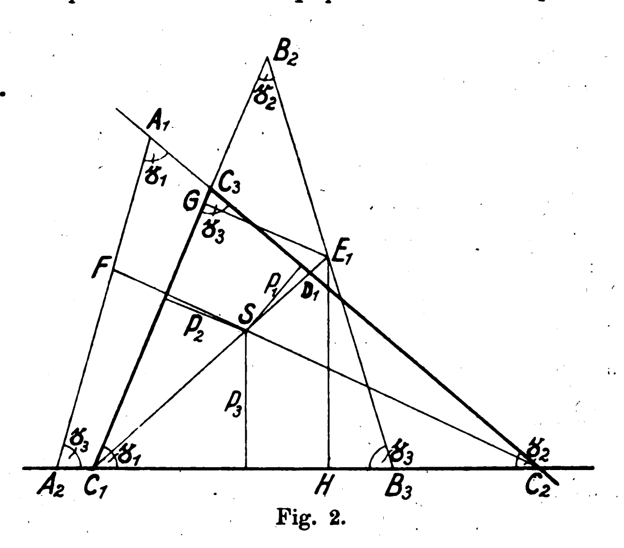


Fig. 2.

$C_2 C_3$ verlängert. Ziehen wir dann zu $C_2 C_3$ eine beliebige Gegenparallele $B_2 B_3$, d. eine Gerade, für welche

$$\sphericalangle C_1 B_2 B_3 = \sphericalangle C_1 C_2 C_3, \quad \sphericalangle C_1 B_3 B_2 = C_1 C_3 C_2$$

so ist. wenn E_1 der Schnittpunkt von $C_1 D_1$ mit $B_2 B_3$ bedeutet:

$$E_1 G = E_1 B_2 \sin \gamma_2, \quad E_1 H = E_1 B_3 \sin \gamma_3, \quad E_1 G : E_1 H = p_2 : p_3$$

(G und H sind die Fußpunkte der von E_1 auf die Seiten gefällten Lote.)

Daraus folgt:

$$E_1 B_3 : E_1 B_2 = p_3 \sin \gamma_2 : p_2 \sin \gamma_3 \tag{15}$$

Da wegen (14) die algebraische Summe der Vektorkomponenten inbezug auf jede Gerade Null ist, so folgt (in bezug auf die Gerade $C_2 C_3$):

$$\frac{p_3}{r_3^{\,2}} \sin \gamma_2 = \frac{p_2}{r_2^{\,2}} \sin \gamma_3 \tag{16}$$

Aus (15) und (16) folgt:

$$E_1 B_2 : E_1 B_3 = r_2^2 : r_3^2$$

Daraus ergibt sich leicht die folgende Konstruktion des gesuchten Punktes:

Es sei $C_1 C_2 C_3$ das entstandene Dreieck, so ziehen wir (Fig. 2) eine Gegenparallele $B_2 B_3$ zu $C_2 C_3$ und teilen $B_2 B_3$ durch den Punkt E_1, so daß $E_1 B_2 : E_1 B_3 = r_2^2 : r_3^2$. Zieht man ferner eine Gegenparallele $A_1 A_2$ zu $C_1 C_2$ und teilt $A_1 A_2$ durch F, so daß $F A_1 : F A_2 = r_1^2 : r_2^2$, dann ist der Schnittpunkt der Geraden $C_1 E_1$ und $C_3 F$ der gesuchte Punkt.

Im allgemeinen wird die Entfernung der drei Peilstationen von dem Fehlerdreieck so groß sein, daß das ursprüngliche Fehlerdreieck $A_1 A_2 A_3$ (Fig. 1) mit dem daraus abgeleiteten $C_1 C_2 C_3$ als identisch angesehen werden kann, d. h. man hat den Punkt S im Dreieck $A_1 A_2 A_3$ so zu bestimmen, daß die Summe der Quadrate seiner Abstände von den Seiten, entsprechend durch r_1^2, r_2^2, r_3^2 dividiert den kleinsten Wert bekommt.

Versuche zur Feststellung der geeignetsten Lage einer Übersee-Funkempfangsstelle in Deutschland.

Von **Hans Harbich.**

Mitteilung aus dem Telegraphentechnischen Reichsamt.

Zur Überwindung der atmosphärischen Störungen im Funküberseeverkehr war man neben der außerordentlichen Vergrößerung der Sendeleistung immer mehr bestrebt, den Empfang gegen diese Störungen unempfindlicher zu machen. Wenn auch darin wesentliche Fortschritte erzielt worden sind, so ist dies doch nur schrittweise möglich gewesen und jeder weitere Schritt in dieser Richtung muß mit Freude begrüßt werden.

Der Übersee-Empfang ist bisher fast ausschließlich in Geltow bei Potsdam und nur zu einem geringen Teil in Hagen bei Hannover getätigt worden. Es mußte fraglich erscheinen, ob diese Stellen für den Empfang am günstigten lagen oder ob an anderen Stellen des Reiches bessere Empfangsmöglichkeiten, besonders in den Sommer- und Herbstmonaten, zu erwarten waren. Auf Anregung der Firma Telefunken

wurde von der Funkbetriebskommission[1]) im Sommer und Herbst 1922 ein Vergleichsversuch an mehreren Stellen des Reiches ausgeführt, der darüber Aufschluß geben sollte. Vom Telegraphentechnischen Reichsamt sind 4 gleiche Rahmenempfangseinrichtungen gebaut worden. Aufgestellt wurden sie in der Hauptfunkempfangsstelle Zehlendorf, in der Übersee-Empfangsstelle Geltow, im Munsterlager (Lüneburger Heide) und auf der Nordspitze der Insel Sylt. An den Versuchen beteiligte sich in Zehlendorf das Telegraphentechnische Reichsamt, in Geltow Telefunken, im Munsterlager das Heer, auf Sylt die Marine. Die Beobachtungen sind zu verschiedenen Tageszeiten ausgeführt worden, so daß die empfangstechnisch günstigsten und ungünstigsten Zeiten in die Beobachtungen hineinfielen. Besonderer Wert wurde auf die Aufnahme in den Nachmittagsstunden gelegt, da bekanntlich im Sommer in dieser Zeit der Empfang am schlechtesten ist. Die Beobachtungen erstreckten sich auf die Messung der Lautstärke der Zeichen von Rocky Point (Rocky Point I und II, Wellen 16400 und 19000) und der Störungslautstärke. Die Empfangsapparatur wurde dabei in allen 4 Empfangsstellen möglichst gleich eingestellt. Die Messungen erfolgten nach der Parallelohmmethode und wurden so ausgeführt, daß bei verschiedenen Rahmenstellungen (0°, 30°, 50°, 90°, 120°, 150°, wobei Norden $= 0$) in bekannter Weise die Zeichen von Rocky Point und die Störungsstärke gemessen wurden. Die Versuche wurden ausgeführt von Ende Juni bis Mitte September. Durch diese Messungen ergab sich folgendes:

1. Die Lautstärke aus Amerika war in Sylt am größten, in Geltow am kleinsten, und zwar war sie in Sylt 5—10mal größer. An zweiter Stelle kam Zehlendorf mit einer dazwischen liegenden Lautstärke und an dritter Stelle Munsterlager.

2. Die Störungslautstärke war dagegen durchschnittlich im Munsterlager am kleinsten, in Zehlendorf am größten. Für die Güte der Empfangsbedingungen ist das Verhältnis zwischen Empfangs-

---

1) Alle allgemeinen Funkangelegenheiten des Reiches werden von der Reichsfunkkommission geregelt in der das Reichspostministerium den Vorsitz führt und alle Reichsbehörden, die sich mit Funkerei unmittelbar oder mittelbar befassen, vertreten sind. In ihrer Unterkommission, der Funkbetriebskommission werden alle allgemeinen Betriebsfragen geregelt, es werden alle erforderlichen Funkversuche zwischen den beteiligten Behörden verteilt, alle Versuchsergebnisse ausgetauscht, die Versuchskosten festgelegt und die allgemeinen Beschaffungsfragen gemeinsam geregelt. Die Funkbetriebskommission hat ihren Sitz beim Telegraphentechnischen Reichsamt.

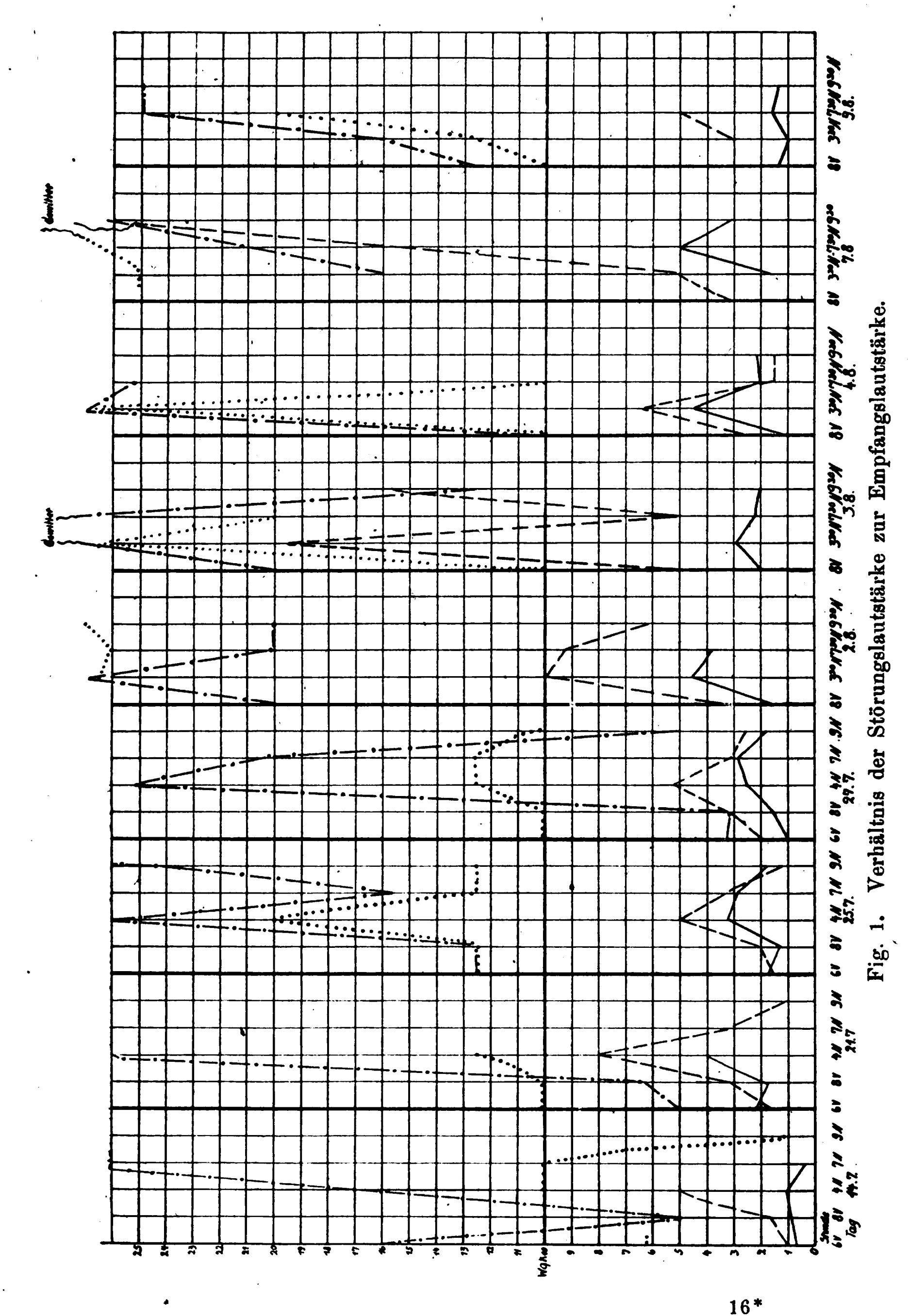


Fig. 1. Verhältnis der Störungslautstärke zur Empfangslautstärke.

lautstärke und Störungslautstärke maßgebend. Es wurde daher in den Kurven Fig. 1 dieses Verhältnis zum Ausdruck gebracht. In den Kurven ist die Störungslautstärke aller 4 Stationen auf eine Empfangslautstärke 10 umgerechnet, so daß ein Vergleich der Empfangsgüte der 4 Stellen möglich ist. Die voll ausgezogene Kurve zeigt die Störungslautstärke von Sylt, die gestrichelte die von Munsterlager, die strichpunktierte die von Zehlendorf, die punktierte die von Geltow. Bei der Betrachtung der Kurven fällt sofort die außerordentliche Überlegenheit von Sylt auf. Die Störungszahlen liegen weit unter der Empfangslinie, während sie bei Zehlendorf und Geltow oft weit darüber hinausfallen. Die Güte von Munsterlager liegt zwischen diesen beiden und Sylt. Seine Störungskurven gehen selten über die Empfangslinie hinaus. Weiter zeigte sich, daß die Überlegenheit von Sylt besonders in den schlechten Zeiten (Nachmittagsstunden) den anderen 3 Stationen gegenüber hervortritt. Ferner wurde noch festgestellt, daß die Besserung der Empfangsverhältnisse in den Abendstunden von Sylt wesentlich früher eintritt. Während sich diese Besserung auf Sylt schon um 8 Uhr abends zeigte, war in den anderen Empfangsstellen auch zu Mitternacht noch keine wesentliche Besserung zu merken.

3. Der weitere Vergleich der Aufnahmen zeigte, daß für die Störungen nur auf Sylt ein Empfangsminimum festgestellt werden konnte, welches allerdings auch nicht sehr scharf war und sich zum Maximum wie 1 : 2 verhält. Auch dies gibt aber unter Verwendung geeigneter Empfangsapparaturen in vielen Fällen eine Möglichkeit zur Verringerung des Einflusses der Störungen.

Außer diesen Messungen ist noch ein praktischer Vergleichsversuch in der Weise ausgeführt worden, daß um 3 Uhr nachmittags, um 7 und 9 Uhr abends Textaufnahmen von Rocky Point in den 4 Empfangsstellen gemacht worden sind. Die Zusammenstellung der betriebssicher aufgenommenen Texte und der nicht aufnehmbaren Texte zeigt die Tabelle. Aus der Tabelle ist ersichtlich, daß in Sylt 100 %, in Munsterlager etwa 70 %, in Zehlendorf etwa 55 % betriebssichere Aufnahmen festgestellt wurden. Die Zahl von Geltow läßt ohne weiteres keinen Vergleich zu, da dort in der sehr ungünstigen Woche vom 24. 8. bis 2. 9. keine Aufnahmen gemacht worden sind. Berücksichtigt man dies, so kommt man in Geltow etwa auf dieselbe Zahl wie in Zehlendorf.

Zusammenfassend ergeben diese Vergleichsmessungen, daß der Empfang von Amerika auf Sylt ein Vielfaches besser ist als in den

anderen Empfangsstellen. Es wird deshalb beabsichtigt, auf Sylt Empfangsstellen sowohl für Nord-Amerika als auch für den im nächsten Jahre einsetzenden Verkehr mit Süd-Amerika zu errichten.

Zusammenstellung der betriebssicher aufgenommenen Texte und der nicht aufnehmbaren Texte.

Zeit	Sylt				Munsterlager				Zehlendorf				Geltow			
	Gesamtzahl	davon entfallen auf			Gesamtzahl	davon entfallen auf			Gesamtzahl	davon entfallen auf			Gesamtzahl	davon entfallen auf		
		3 *n*	7 *n*	9 *n*		3 *n*	7 *n*	9 *n*		3 *n*	7 *n*	9 *n*		3 *n*	7 *n*	9 *n*
Gesamtzahl der Textaufnahmen vom 7. 8. bis 2. 9. 1922 (Geltow nur vom 7. 8. bis 23. 8. 1922)	52	19	15	18	55	20	19	16	60	19	21	20	24	11	5	8
davon betriebssicher aufnehmbar	52	19	15	18	39	16	14	9	33	14	13	6	15	9	3	3
nicht aufnehmbar	—	—	—	—	16	4	5	7	27	5	8	14	9	2	2	5

Prozentsätze der betriebsicher aufgenommenen Texte:

in der Zeit vom 7. 8. bis 2. 9. 1922 (Geltow 7. 8. bis 23. 8. 1922)	im ganzen	um 3 *n*	um 7 *n*	um 9 *n*
	%	%	%	%
Sylt	100	100	100	100
Munsterlager	71	80	74	56
Zehlendorf	55	74	62	30
Geltow	62	82	67	37

Neuere Ergebnisse der Zugtelephonie.

Von **Bruno Rosenbaum.**

Mitteilung aus dem Laboratorium der Dr. Erich F. Huth Gesellschaft für Funkentelegraphie m. b. H. Berlin.

(Fortsetzung von Bd. 20, S. 357).[1]

Eisenbahnfernsprechamt.

Das Eisenbahnfernsprechamt besteht hauptsächlich aus Einrichtungen zum Senden und Empfangen mit hochfrequenten Schwingungen. Des leichteren Verständnisses halber ist ein allgemeines Übersichtsschema in Fig. 12 dargestellt. Auf der linken Seite ist dabei das Schema des Eisenbahnfernsprechamtes, auf der rechten Seite das Schema des Zugfernsprechamtes gezeigt. Sowohl Sender wie Empfänger sind

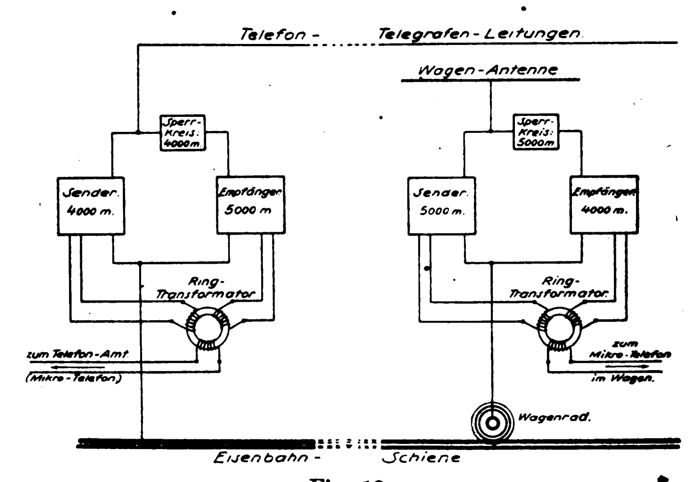


Fig. 12.

an die Telephonleitungen einerseits angeschlossen, andererseits an die Erde bzw. Eisenbahnschiene. Für die Übertragung auf die gewöhnlichen Telephonleitungen ist ein Übertragungskondensator vorgesehen und ferner der Empfangskreis durch einen Sperrkreis blockiert. Ein genaues Schaltungsschema ist in Fig. 13 dargestellt. Das Schaltungsschema benutzt die auch bei der drahtlosen Telegraphie

1) Infolge von Schwierigkeiten bei der Herstellung der Figuren kann diese Fortsetzung erst jetzt abgedruckt werden. Die Redaktion.

allgemein eingeführte Huth-Kühn-Schaltung, unter Benutzung von Vakuum-Schwingungsröhren. Zwischen die Glühkathode des Vakuumrohres, die mit einer regelbaren Spannung gespeist wird, und das Gitter ist ein abgestimmter Kreis eingeschaltet, welcher die Wellenlänge bestimmt. Zwischen Glühfaden und Anode ist ein zweiter auf die Kreiswelle abgestimmter Kreis eingeschaltet. Die Energiezuführung des Gleichstroms bzw. gleichgerichteten Wechselstrom erfolgt im Anodenkreis an den beiden Klemmen eines Blockkondensators, der so

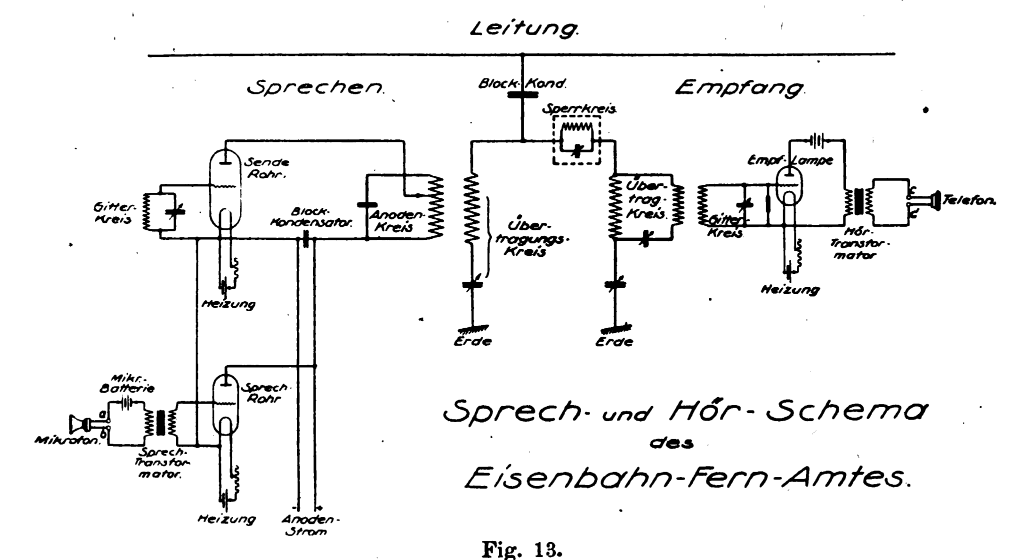


Fig. 13.

dimensioniert ist, daß er für den Hochfrequenzstrom praktisch keinen Widerstand darstellt, den Gleichstrom jedoch blockiert. Die so erzeugte Energie wird einem abgestimmten Übertragungskreis zugeführt, welcher mit der Leitung und der Erde verbunden ist.

Die Sprechbeeinflussung geschieht in Wirklichkeit mittels Hilfe eines zweiten Glühkathodenrohres, so daß die von dem Mikrophon ausgehenden Ströme das Gitter einer Sprechröhre beeinflussen, während die ganze Röhre parallel zur Stromquelle des schwingungserzeugenden Raumes geschaltet ist. Die für die Schaltung sonst nötigen Drosseln und Widerstände sind hier der Einfachheit der Darstellung halber fortgelassen. Diese Schaltung hat gegenüber andern Schaltungen, insbesondere Schaltungen mit Gitterbesprechung, den Vorteil, daß die Beeinflussung der Hochfrequenzschwingungen durch die Sprache ein

sehr genaues Abbild der Sprache darstellt, so daß die Modulation der Sprache bis in die feinsten Einzelheiten übertragen wird. Dabei kann man bei dieser Schaltung die Größe der Beeinflussung außerordentlich stark wählen, ohne die Schwingungserzeugung selbst irgendwie wesentlich zu beeinflussen, da die Beeinflussung erst auf die erzeugten Schwingungen einwirkt und nicht den Erzeugungsvorgang selbst beeinträchtigt. Die geeignetsten Wellenlängen stellen ein Kompromiß dar zwischen der Erzeugung der Hochfrequenzschwingungen einerseits, der Fortleitung und den Drähten andererseits und schließlich der Übertragung von den Drähten auf die Auffangvorrichtung des Zuges. Als geeignete Wellenlängen haben sich hierfür die Wellsnlängen zwischen 3 uud 5000 m gezeigt. Bei der gezeigten Schaltung treten natürlich Koppelwellen auf. Es wird die Wellenlänge 4100 verwendet, welche als Kopplungswelle aus den Wellen 3900 und 4300 entsteht. Es soll nicht unerwähnt bleiben, daß diese Verwendung der Kopplungswellen schon seit mehreren Jahren mit bestem Erfolge benutzt wird.

Sende- und Empfangseinrichtung.

Eine besondere Rolle bei der Schwingungserzeugung spielt die Leitung, an welcher die Sendeeinrichtung angeschlossen ist. Sie hat hier nicht ganz die Wirkung einer Antenne, denn infolge ihrer großen, gleichmäßig verwendeten Kapazität, nimmt sie an dem eigentlichen Abstimmungsvorgang nur unwesentlich teil. Der äquivalente Widerstand, also gewissermaßen der Antennenwiderstand, errechnet sich aus den Messungen zu ca. 200 Ohm.

Die Einzelheiten der Sendeeinrichtung sind in Fig. 14 dargestellt, welche die Hauptteile der an und für sich sehr einfachen Apparatur erkennen läßt. In der Mitte, hinten die 2 Röhren, von denen jede mit dem Stromgeber und einem Regulierwiderstand für die Heizung ausgerüstet sind, die im Vordergrunde sichtbar sind; links die Spulen und Übertragungskreise, welche im Sender verschieden stark gekoppelt werden können; davor ein Instrument zur Messung des Antennenstromes; rechts die Spulen des Gitterkreises; davor die Blockkondensatoren; das Instrument in der Mitte mißt den Strom, welcher vom Übertragungskreis auf die Leitung übergeführt wird.

Die Schaltung für die Empfangseinrichtung ist auf der rechten Seite der Fig. 13 dargestellt. Wieder ist ein abgestimmter Übertragungskreis einerseit an die Leitung, andererseits an die Erde angeschlossen. Von diesem werden die Hochfrequenzströme auf den Gitterkreis einer Empfangslampe übertragen, in deren Anodenkreis das Telephon

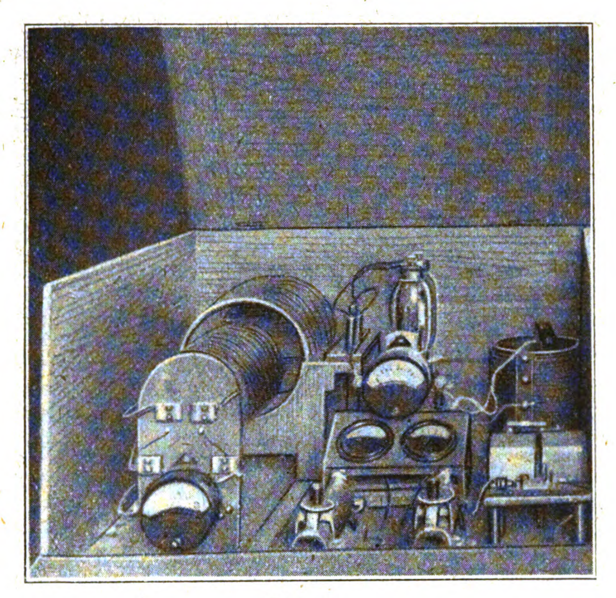


Fig. 14.

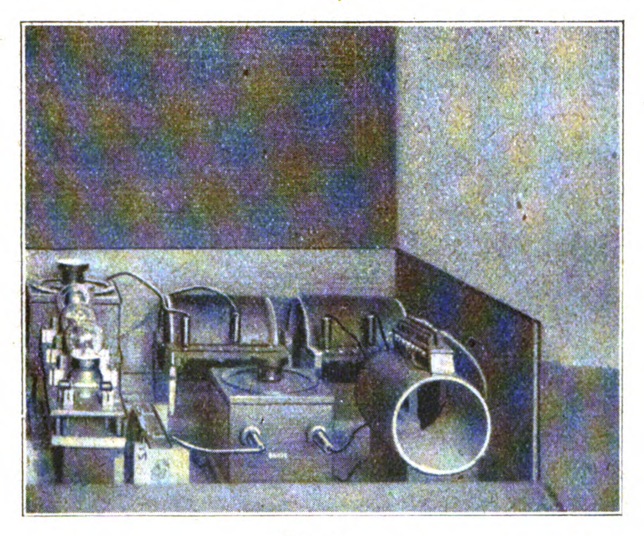


Fig. 15.

eingeschaltet ist. Der Einfachheit halber ist eine einzige Lampe gezeichnet,, während je nach Bedarf ein Mehrlampenempfänger Verwendung findet.

Fig. 15 zeigt die einfachste Ausführungsform eines solchen Empfangsapparates, der in diesem Falle als Dreilampen-Empfänger ausgebildet ist, im Hintergrund, rechts, die Übertragungsspulen, im Vorder-

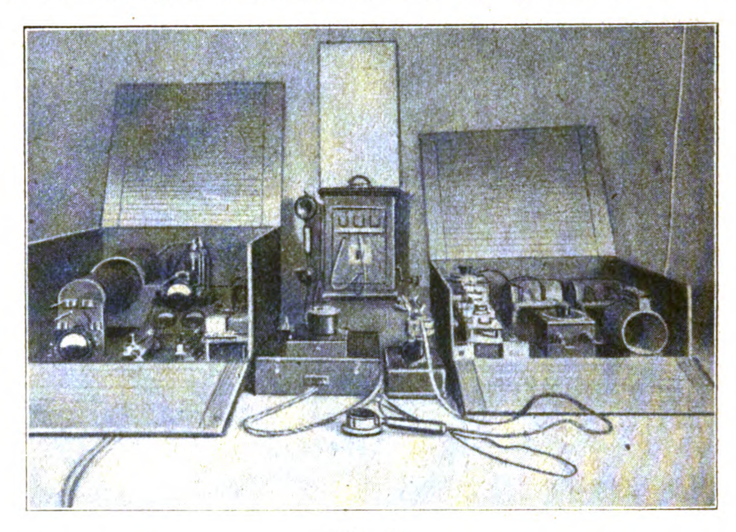


Fig. 16.

grunde der Abstimmungskondensator und der Übertragungskreis, links der Abstimmkondensator des Gitterkreises; zwischen den Lampen und dem vorderen Drehkondensator ist der Telephontransformator zu sehen.

Fig. 16 zeigt die Gesamtanordnung des Senders und Empfängers, dazwischen der Postschaltungsschrank, Übertragungsapparat und Telephonsprecheinrichtung.

Übertragungseinrichtung.

In Fig. 17 ist das Schaltungsschema der Übertragung dargestellt. Statt des Mikrophons und Telephons — siehe Fig. 13 — treten hier die entsprechenden Leitungen für Sprechen und Hören. Die Die Anschlußpunkte *a b c d* entsprechen den in Fig. 13 mit gleichen Buchstaben bezeichneten, unter Fortfall des Mikrophons bzw. Telephons. Die Schaltung der Übertragungseinrichtung ist grundsätzlich die einfache Brückenschaltung. Während einerseits die beiden Post-

leitungen einmünden, ist auf der anderen Seite ein künstlicher Teilnehmer angeschaltet, bestehend aus Selbstinduktivität, Kapazität und Widerstand, die möglichst genau der Postleitung in ihren elektrischen Größen entsprechen sollen. Dadurch entstehen in der Mitte die beiden neutralen Punkte, an welchen die Empfangsübertragung angeschlossen ist. Die Sprachübertragung geschieht durch Sekundärspulen der vier Transformatoren. Die oben gezeichneten Umschalter dienen dazu, den Dienstapparat oder die Postleitung einzuschalten. Beim Übergang

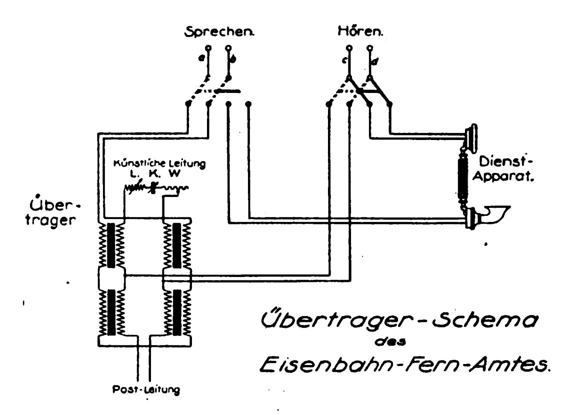


Fig. 17.

auf die Postleitung bleibt der Hörer mitangeschaltet. Die Verbindung geschieht dann derartig, daß von dem Dienstapparat aus die Verbindung mit dem Zuge hergestellt wird und dann mittels der Umschaltung auf die Postleitung hinübergeschaltet wird. Von dem Dienstapparat wird dann mit abgehört, um bei Beendigung des Gespräches zu trennen.

So einfach grundsätzlich diese Übertragungseinrichtung ist, so bedarf es doch einer sehr großen Sorgfalt, um einen guten Betrieb sicherzustellen. Es ist ja bekannt, daß die Herstellung der neutralen Punkte von großer Wichtigkeit schon bei der gewöhnlichen Verstärker- und Drahtwellenübertragung ist. Dort handelt es sich jedesmal um winzige Energiemengen. Eine Ungenauigkeit bei der Wahl der Nullpunkte macht sich also nur wenig störend bemerkbar, so daß beispielsweise eine 10%ige Abweichung vom neutralen Punkte bei 1 Watt Leistung höchstens $^1/_{10}$ Watt beträgt. Hier, wo es sich um 10, 20 und 50 Watt handelt, also ein Vielfaches davon, muß das Auf-

suchen der neutralen Punkte mit Sorgfalt geschehen. Wenn diese Aufgabe schon an und für sich nicht leicht ist, so wird sie dadurch noch bedeutend erschwert, daß die verschiedenen Postleitungen nicht das gleiche elektrische Verhältnis, besonders nicht den gleichen Widerstand besitzen können. Es wäre also bei jedem einzelnen Gespräch eigentlich erst eine neue Einstellung in jedem einzelnen Falle abzustimmen. Es genügt jedoch in der Praxis, auf einen Mittelwert einzustellen, solange es sich beispielsweise um Teilnehmer des Fernsprechnetzes Berlin handelt.

Zugamt.

Das Zugamt hat dem Grunde nach die eigentlichen Eigenschaften einer Sende- und Empfangsanlage für drahtlose Raumtelephonie, welches in einen Eisenbahnwagen eingebaut ist.

Äußerlich ist hierbei naturgemäß, siehe Fig. 18, nur die Antenne zu sehen; das sind einige knapp über dem Dach gespannte Drähte mit einer höchsten Entfernung von ca. 40 cm über der Ebene des Wagendaches. Die Antennen sind hierbei über zwei Wagen gespannt, so daß die Fläche ungefähr 2 m breit und $2 \times 17 = 34$ m Länge überspannt. Bei dem Bau der Antennen mußten eine ganze Reihe von eisenbahn-betriebstechnischen Forderungen berücksichtigt werden. Als erstes natürlich, daß die Höhe oder Abmessungen nach keiner Richtung über das zulässige Eisenbahnprofil hinausragen. Dann weiter, daß die Trennung der Eisenbahnwagen beim Rangieren oder Außerbetriebsetzen dadurch nicht beeinträchtigt werden durfte. Deswegen durften die Antennen der beiden Wagen nicht zusammenhängen, vielmehr mußte die Antenne jedes Wagens für sich ausgebildet und abgestützt werden und lediglich durch ein Kabel elektrisch verbunden. Diese Anordnung ist in Fig. 19 und 20 von der Seite bzw. von oben zu sehen. Andererseits sind die Sende- und Empfangsapparate an der Erde angeschlossen, d. h. an die Räder und damit an die Gleise, so daß die Zuführung zu den Achsenbuchsen der vier Räder geführt ist. Es ist anzunehmen, daß auch ohne eine direkt leitende Verbindung die Kapazität der eisernen Gestelle des Wagens und der elektrisch damit zusammenhängenden anderen Wagen des Zuges für die Hochfrequenzübertragung hinreichend sein würde. Wie weit jedoch kapazitive oder galvanische Übertragungen wirksam sind, konnte nicht festgestellt werden, weil irgendwelche Störungen in der Übertragung durch Achsenbuchsen auf Räder und Schienen nicht beobachtet werden konnten. Es scheint also, als ob die immerhin vorhandene dünne Öl-

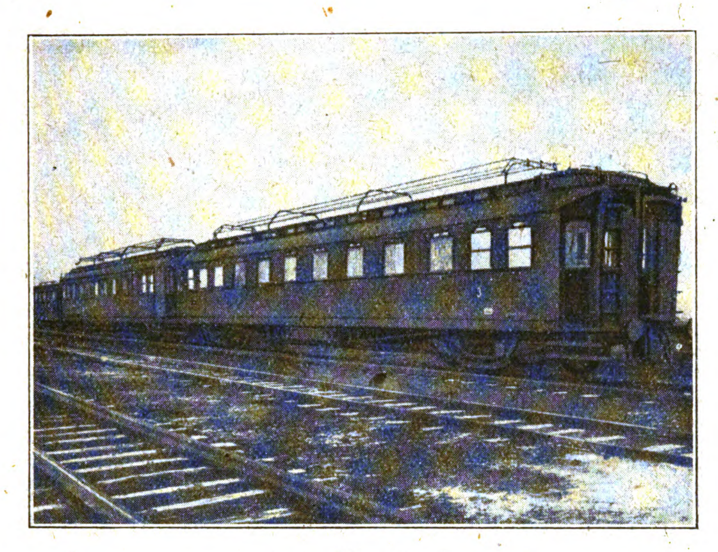


Fig. 18.

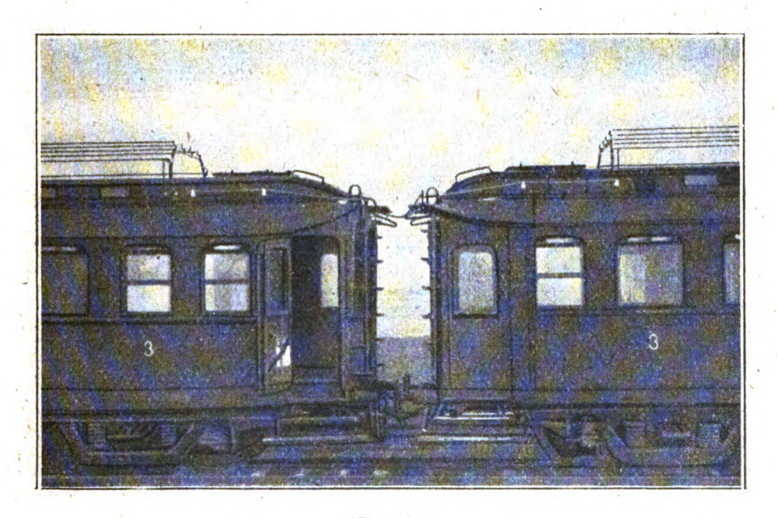


Fig. 19.

haut, welche sich zwischen dem Achsenzapfen und Buchsen der Räder befindet, doch nicht an allen Stellen aller Räder gleichzeitig vorhanden ist.

Der elektrische Wert der Antennen beträgt ca. 1000 cm bei einer Eigenschwingung von 100—120 m. Der äquivalente Widerstand ergibt sich aus einer Reihe von Messungen mit ca. 40 Ohm.

Die Benutzung der Antennen hat verschiedene Wandlungen im Laufe der Zeit durchgemacht. Zuerst waren lediglich Schleifantennen verwendet worden, später die Kombination von Schleifen- und offener Antenne, während man nun, wie oben erwähnt, rein zur offenen An-

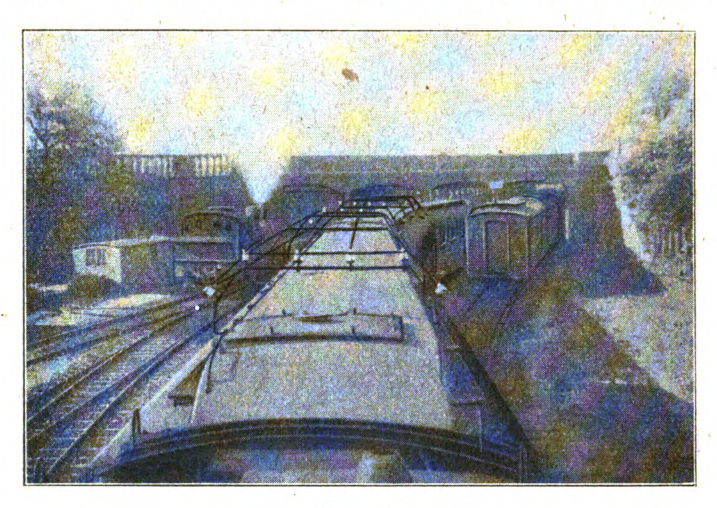


Fig. 20.

tenne übergegangen ist. Da diese Antennen keine allzu große Höhe haben, ergibt sich die große Kapazität bei der kleinen Eigenwelle gemäß der Messungen. Die Antennen erstrecken sich zurzeit über zwei Wagen, jedoch ist in Aussicht genommen, nach Möglichkeit noch mehr Wagen mit Drähten zu überspannen, weil dann die Gleichmäßigkeit der Übertragung von dem Wagen zu den parallel laufenden Drähten und umgekehrt, besser gewährleistet werden kann. Die Verwendung der Antennen kann so geschehen, daß sowohl Sender wie Empfänger in einem vereinigten Antennengebilde hängt, oder auch, daß ein Teil der Antennen als Sender und ein Teil davon isoliert für den Empfänger benutzt wird. Beide Verfahren haben sich bewährt. Bei der Wahl der Wellenlänge hat die erwähnte Kompromißlösung

sich ergeben. Wegen der Übertragung längs der Drähte, wurden Wellenlängen von ca. 4000 m Kabel verwendet, das bedeutet eine Verlängerung auf etwa das 40fache der Eigenschwingung.

Die Schaltung des Zugamtes ist in Fig. 21 gezeigt. Der Sender arbeitet wieder nach der Huth-Kühn-Schaltung mittels Glühkathodenröhren. Die Besprechung des Senders vom Mikrophon aus erfolgt vermittels einer Besprechungsröhre. In dem Schaltbild sind die Drosseln und Kondensatoren und Kraftquelle der Übersicht halber fortgelassen. Die Energie wird aus einem Gleichstromumformer von 440 Volt entnommen, der seinerseits wieder aus einem Akkumulator des Zuges gespeist wird.

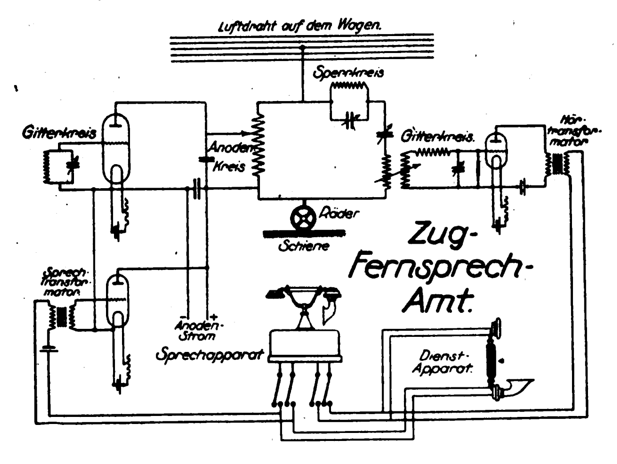


Fig. 21.

Bemerkenswert ist, daß die Empfangseinrichtung unmittelbar an demselben Antennengebilde — unter Zwischenschaltung eines Sperrkreises — wie der Sender liegt. Da es sich hier um eine offene Raumantenne handelt, ist die praktische Lösung des Gegensprechens, mit ein und derselben Antenne für Sender und Empfänger bei drahtloser Raumtelephonie mit dieser kleinen Energiemengen durchgeführt. Außer den Abstimmungen zwischen Luftdraht zur Erde ist ein abgestimmter Gitterkreis hier vorhanden, um möglichst jede Sendebeeinflussung vom Empfang fernzuhalten. Beim Empfänger sind die Verstärker der Einfachheit halber fortgelassen.

Die Anschaltung des Sprechapparates ist so vorgenommen, daß ein Mikrophon- und Telephonapparat für das bedienende Personal

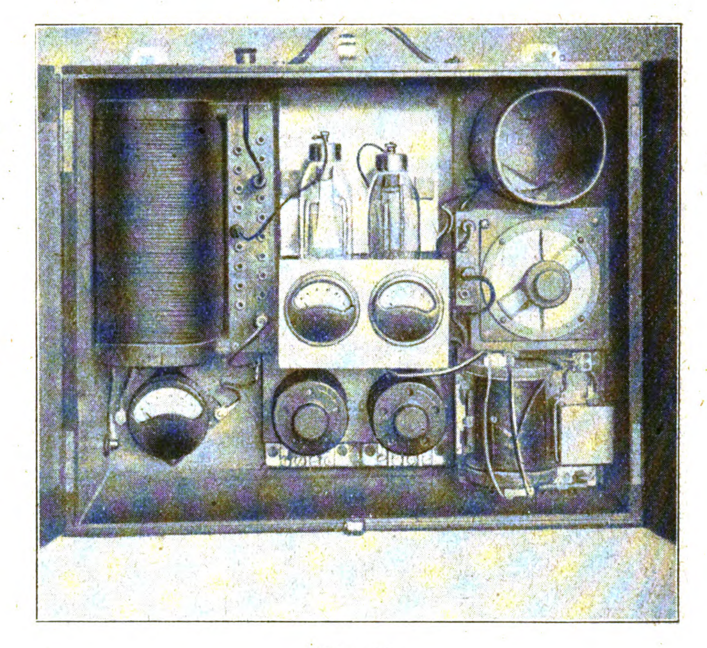


Fig. 22.

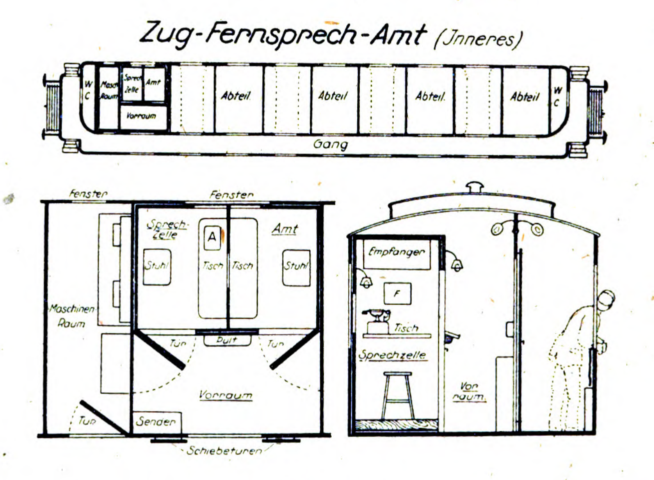

Zug-Fernsprech-Amt (Jnneres)
W C
Zelle
Amt
Vorraum
Abteil
Abteil
Abteil
Abteil
W C
Gang
Fenster
Fenster
Sprech-Zelle
A
Amt
Stuhl
Tisch
Tisch
Stuhl
Maschinen-Raum
Tür
Pult
Tür
Vorraum
Tür
Senden
Schiebetüren
Empfänger
F
Tisch
Sprechzelle
Vor-raum

Fig. 23.

ständig angeschaltet ist, während der Sprechapparat für den Zugapparat nachher durch Verbindung angeschaltet wird.

Die Sendeapparatur des Zugfernsprechamtes ist in Fig. 22 im offenen Zustande abgebildet. Oben, in der Mitte, sind die zwei Röhren, links die Schwingungs- und rechts die Besprechungsröhre zu sehen, darunter die Regulierwiderstände für die Heizung, links die



Fig. 24.

Abstimmspule für den Anodenkreis, rechts die Abstimmspule und Abstimmkondensator für den Gitterkreis, darunter der Sprechübertragungstransformator.

Die innere Einteilung des Zuges ist in Fig. 23—25 zu sehen. Fig. 23 zeigt einen Quer- und Längsschnitt durch den verwendeten Eisenbahnwagen. Es handelt sich hier um einen gewöhnlichen D-Zugwagen III. Klasse, von dem ein Abteil zur Verfügung gestellt ist, während die übrigen dem gewöhnlichen Zugverkehr dienen, und einen Dienstraum, unmittelbar neben dem Abteil gelegen. In diesen Dienstraum ist ein Akkumulator, ein kleiner Umformer sowie eine kleine

Schalttafel untergebracht, während das Abteil III. Klasse nach Hinausnehmen der Bänke zu einer schalldichten Sprechzelle, in Form einer Telephonzelle ausgebildet wurde. Sender und Empfänger sind möglichst weit voneinander in dem kleinen Raum angebracht, so daß die räumliche Entfernung dazu beitragen kann, die gegenseitige Beeinflussung von Senden auf Empfang zu beseitigen. Beide Apparate arbeiten nach erfolgter Einstellung ohne Bedienung; lediglich durch

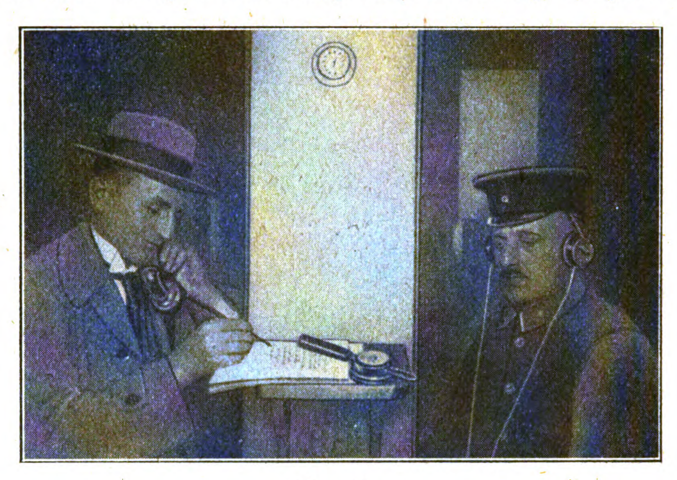


Fig. 25.

Abheben der Hörer wird die Sende- und Empfangseinrichtung in Betrieb gesetzt. Das Sprechabteil für den Fernsprechteilnehmer ist gesondert von dem daneben liegenden Amtsraum, so daß die Überwachung der Gespräche bezüglich der richtigen Verbindung und Zeitdauer ermöglicht wird. Ein kleiner Vorraum, der gleichzeitig später für die Abfertigung der Anmeldungen und Abrechnungen dienen soll, ist mit den wenigen notwendigen Utensilien ausgerüstet. In Fig. 24 und 25 ist der Eingang zu dem Zugfernsprechamt vom Gang aus, sowie der Eingang rechts und links zur Sprechzelle des Beamten und der Teilnehmer darstellt. In beiden Fällen sind sowohl der Teilnehmer als auch der Beamte aus dem Zuge herausgetreten, um die Abmessungen deutlicher sichtbar zu machen.

Die bisherigen Resultate darf man als voll zufriedenstellend zeichnen. Der Sprechverkehr zwischen dem Teilnehmer im Ortsnetz Berlin und dem fahrenden Zug ist jetzt schon derartig, daß man vom Telephonapparat in Berlin gar nicht merkt, daß man mit dem Zuge

spricht. Auch über größere Entfernungen kann man unter Zuhilfenahme der Postleitungen Gespräche führen.

Bevor diese Einrichtungen der Öffentlichkeit freigegeben wurden, sind eine Reihe von längeren Versuchen im Gange, um volle Erfahrungen für den praktischen Betrieb zu sammeln.

Zusammenfassung.

Es werden Einrichtungen für Zugtelephonie beschrieben, die von der Firma Huth in Berlin mit Unterstützung des Reichseisenbahn- und Reichspostministeriums probeweise auf der Strecke Berlin-Hamburg durchgeführt sind. Der probeweise Betrieb arbeitet sehr gut, so daß die Gespräche von dem Teilnehmer des Ortsnetzes Berlin zu dem Zug ohne Schwierigkeiten stattfinden können. Die Beobachtungen und Sondereinrichtungen auf der Strecke, auf dem ortsfesten Eisenbahnamt, sowie in dem Zugamt, welches in einen regelmäßig verkehrenden D-Zugwagen eingebaut ist, werden beschrieben.

Die Transradio-Betriebszentrale.

Von **Erich Quäck.**

Die umfangreichen Sendeanlagen der deutschen drahtlosen Überseeverbindungen, wie sie in Nauen und Eilvese durch die „Drahtloser Übersee-Verkehrs-A.-G.“, kurz „Transradio“ genannt, betrieben werden, haben eine vielseitige schriftstellerische Behandlung erfahren. Weniger eingehend hat man sich mit dem Empfangs- und telegraphiertechnischen Einrichtungen, der Organisation und den Aufgaben dieses Verkehrsmittels beschäftigt. Es geschah dieses wohl aus dem einfachen Grunde, weil hier die Entwicklung in dauerndem Fluß war und von einer endgültigen Lösung auch heute noch nicht gesprochen werden kann. Immerhin haben die letzten Monate hierfür einen gewissen Abschluß gebracht und daher sollen im Zusammenhange mit unserem Thema diese Fragen behandelt werden.[1])

---

1) E. Quäck, Das Herz der telegraphiertechnischen Einrichtungen von Transradio. Telefunkenzeitung Nr. 28.

I. Empfangseinrichtungen.

Empfangsanlage Geltow.

Die der Sendeanlage Nauen zugeordnete Empfangsanlage befindet sich im Dorfe Alt-Geltow bei Potsdam, etwa 30 km südlich von Nauen

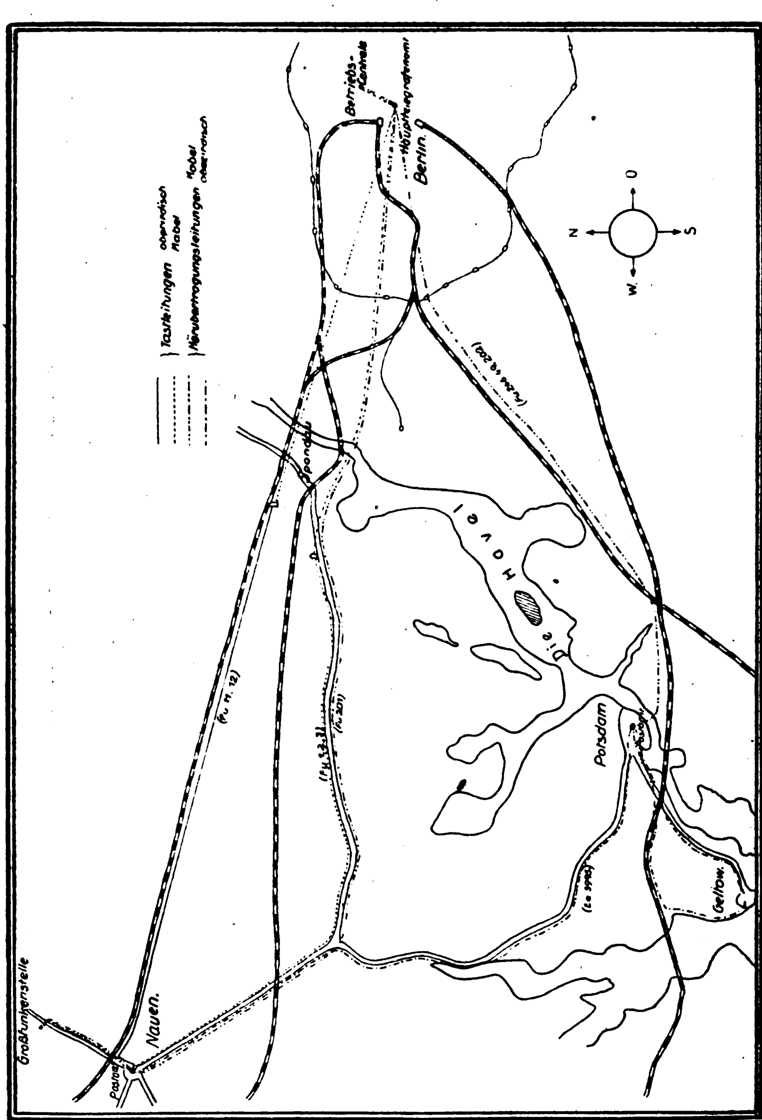


Fig. 1. Lageplan, Tastleitungen und Fernsprechverbindungen Berlin - Nauen — Geltow.

und etwa 40 km von Berlin entfernt. Die örtliche Lage ergibt sich aus Fig. 1.

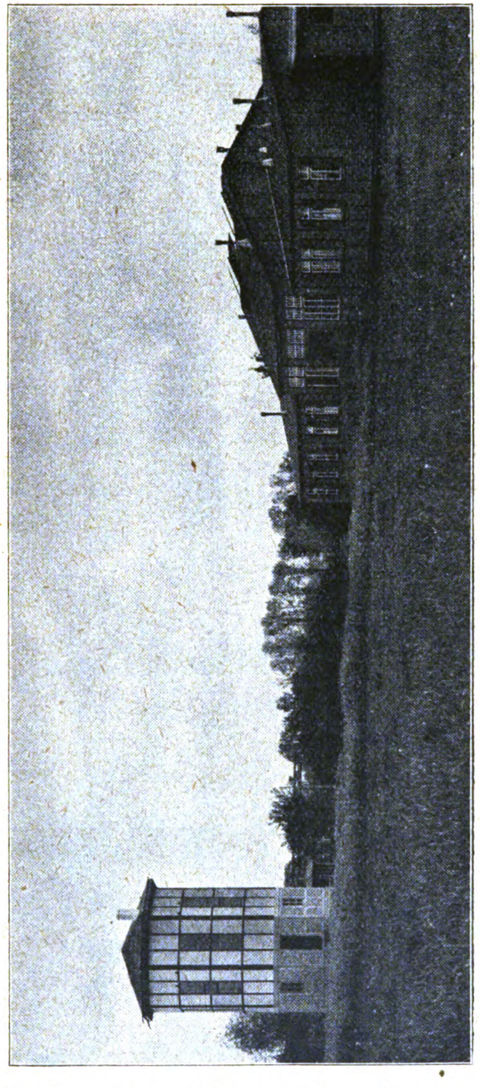


Fig. 2. Transradio-Anlage in Geltow.

Wenn der Besucher, erfüllt von dem Eindruck in Nauen eine technisch fertige Betriebsstation gesehen zu haben, zur Besichtigung nach Geltow kommt, wird ihm der etwas behelfsmäßige Charakter der

Anlage auffallen. Ursprünglich eine Versuchsempfangsstation von Telefunken, mußte sie im Jahre 1919, als uns Amerika die Wiederauf-

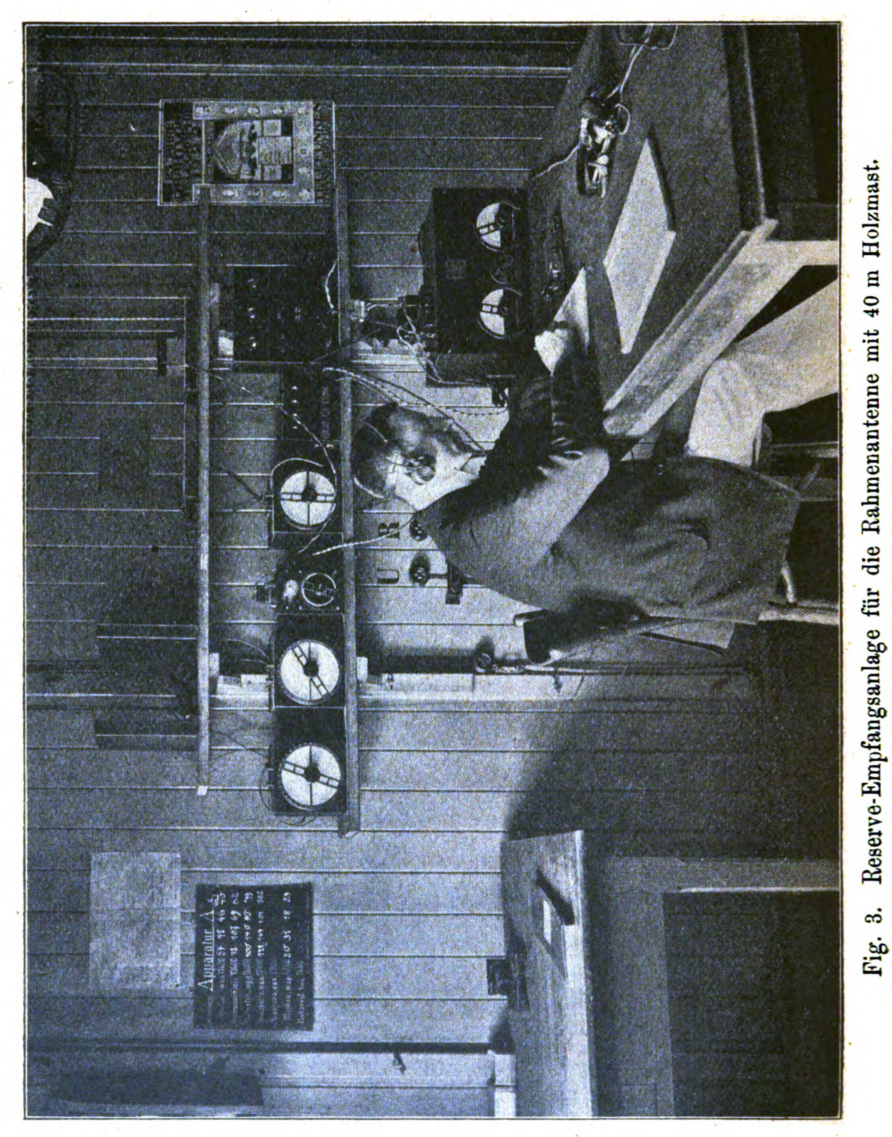
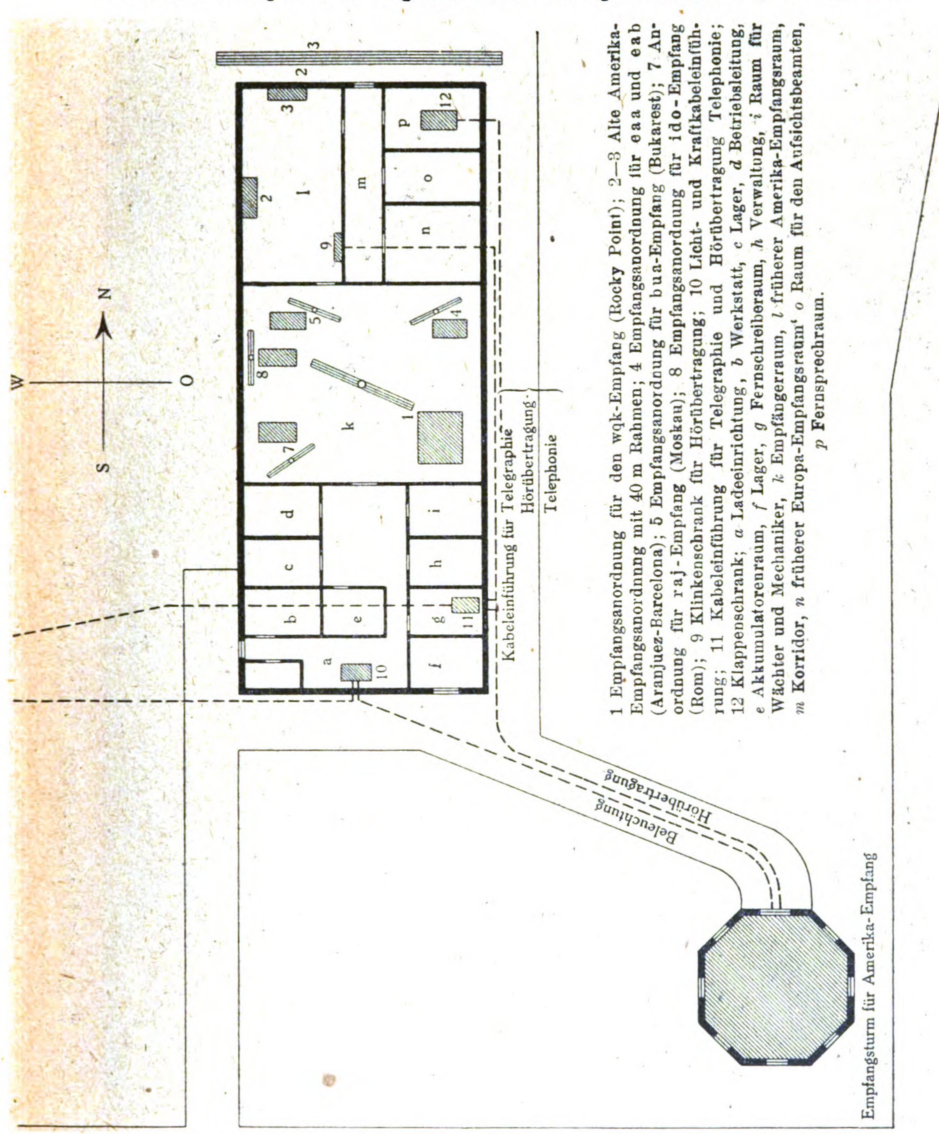


Fig. 3. Reserve-Empfangsanlage für die Rahmenantenne mit 40 m Holzmast.

nahme des drahtlosen Verkehrs anbot, mit größter Beschleunigung hierfür in Betrieb genommen werden. Bald erweiterte sich der Auf-

gabenkreis, da außer dem Verkehr mit Amerika die Verbindung mit mehreren europäischen Gegenstationen in Spanien, Italien, Rumänien,



1 Empfangsanordnung für den wqk-Empfang (Rocky Point); 2—3 Alte Amerika-Empfangsanordnung mit 40 m Rahmen; 4 Empfangsanordnung für eaa und eab (Aranjuez-Barcelona); 5 Empfangsanordnung für bua-Empfang (Bukarest); 7 Anordnung für raj-Empfang (Moskau); 8 Empfangsanordnung für ido-Empfang (Rom); 9 Klinkenschrank für Hörübertragung; 10 Licht- und Kraftkabeleinführung; 11 Kabeleinführung für Telegraphie und Hörübertragung Telephonie; 12 Klappenschrank; *a* Ladeeinrichtung, *b* Werkstatt, *c* Lager, *d* Betriebsleitung, *e* Akkumulatorenraum, *f* Lager, *g* Fernschreiberaum, *h* Verwaltung, *i* Raum für Wächter und Mechaniker, *k* Empfängerraum, *l* früherer Amerika-Empfangsraum, *m* Korridor, *n* früherer Europa-Empfangsraum, *o* Raum für den Aufsichtsbeamten, *p* Fernsprechraum.

Fig. 4. Lageplan der Transradio-Anlage in Geltow. Maßstab 1:250.

Rußland aufgenommen werden mußte. Die hierzu notwendigen Empfangseinrichtungen wurden in einem langgestreckten Holzbau (Fig. 2

rechts) untergebracht. Als Empfangsantennen fanden nur Braunsche Rahmenantennen verschiedener Größe Anwendung, die sich zum Schutze

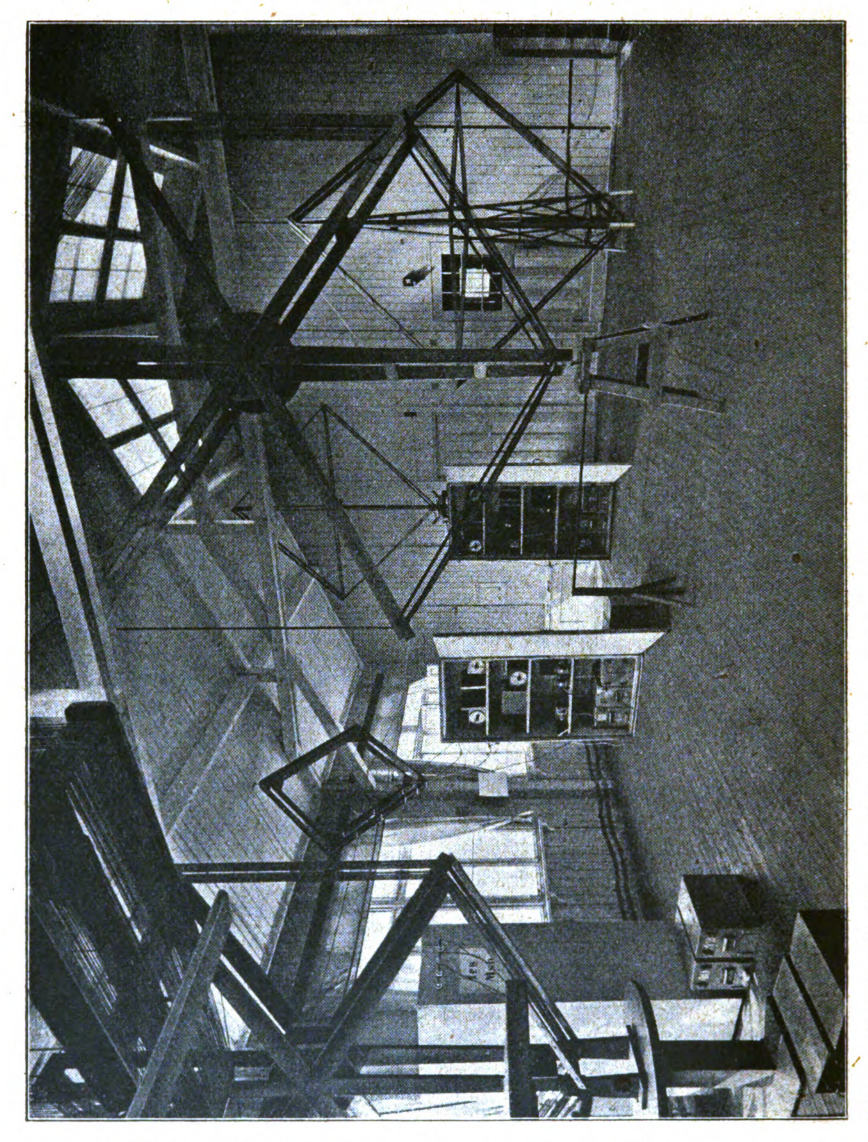


Fig. 5. Raum mit Rahmenantennen und zugehörigen Empfangseinrichtungen in gepanzerten Schränken.

gegen Witterungseinflüsse unter dem schützenden Dache dieses Holzbaues befinden.

Als Überbleibsel aus der ersten Epoche des Rahmenempfanges steht neben diesem Empfangsgebäude noch ein 40 m hoher abgespannter

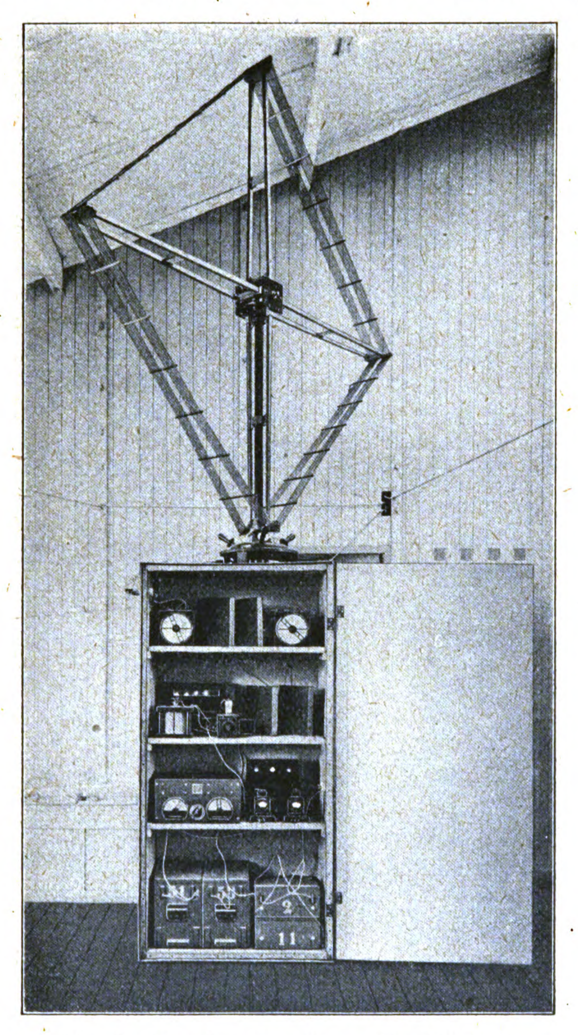
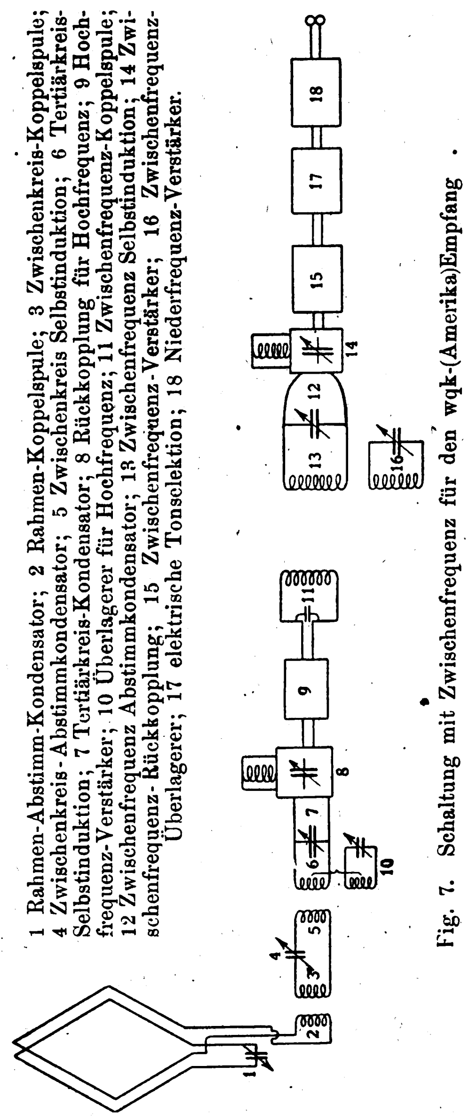


Fig. 6. Empfangsanordnung für Bukarest.

Holzmast, an dem eine Doppelrahmenanordnung aufgehängt ist. Die zugehörige Empfangsanordnung ist in Fig. 3 dargestellt.

Bei der Fig. 2 links ist der neue Empfangsturm zu sehen, der

mit seiner Inneneinrichtung nachfolgend noch kurz beschrieben werden soll. Einen Grundrißplan der Transradio-Empfangsanlage Geltow gibt Fig. 4.



1 Rahmen-Abstimm-Kondensator; 2 Rahmen-Koppelspule; 3 Zwischenkreis-Koppelspule; 4 Zwischenkreis-Abstimmkondensator; 5 Zwischenkreis Selbstinduktion; 6 Tertiärkreis-Selbstinduktion; 7 Tertiärkreis-Kondensator; 8 Rückkopplung für Hochfrequenz; 9 Hochfrequenz-Verstärker; 10 Überlagerer für Hochfrequenz; 11 Zwischenfrequenz-Koppelspule; 12 Zwischenfrequenz Abstimmkondensator; 13 Zwischenfrequenz Selbstinduktion; 14 Zwischenfrequenz-Rückkopplung; 15 Zwischenfrequenz-Verstärker; 16 Zwischenfrequenz-Überlagerer; 17 elektrische Tonselektion; 18 Niederfrequenz-Verstärker.

Fig. 7. Schaltung mit Zwischenfrequenz für den wqk-(Amerika)Empfang.

Einen guten Überblick der Anordnung der Empfangseinrichtungen in dem Empfangshaus erhalten wir, wenn wir den Raum, im Grund-

riß (Fig. 4) als Raum *k* bezeichnet, betreten. Eine unheimliche Stille empfängt den Besucher, er sieht geheimnisvolle Schränke und Rahmen-

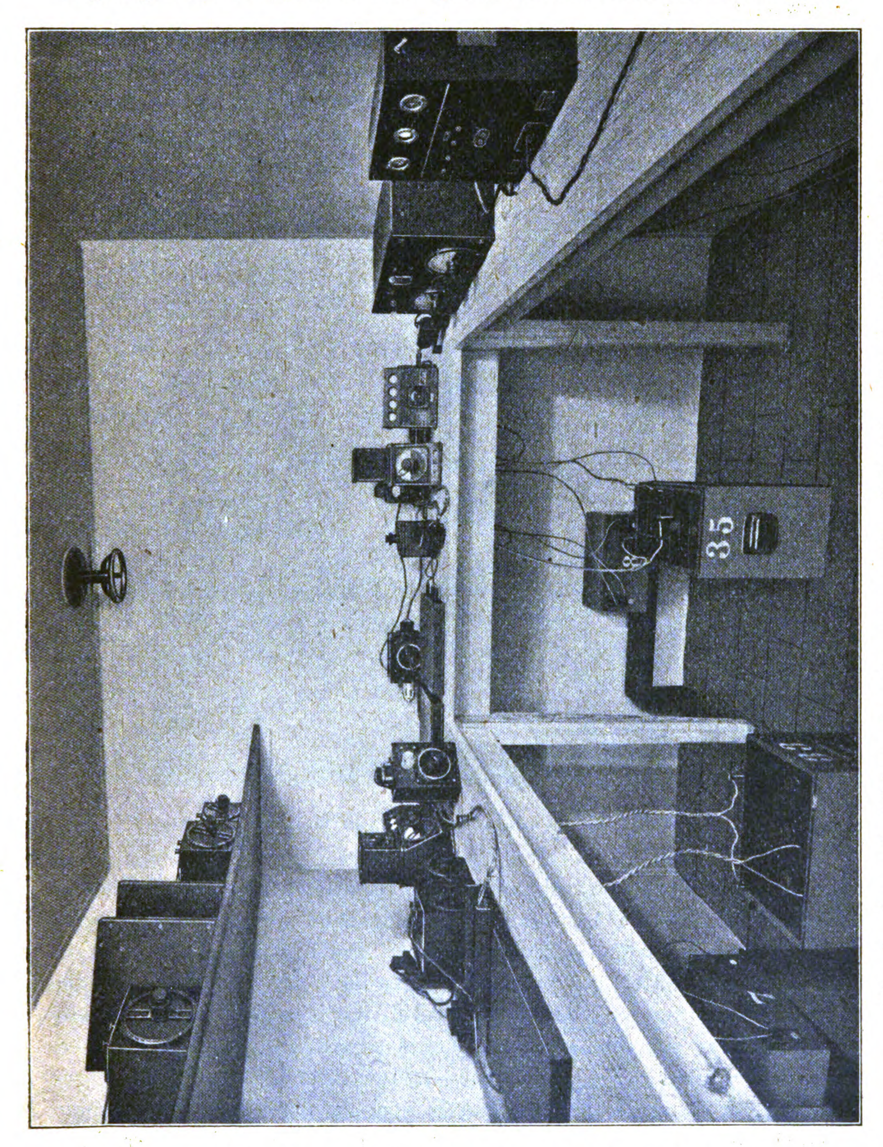


Fig. 8. Inneneinrichtung des eisengepanzerten Schrankes für Amerika-Empfang.

anordnungen (Fig. 5), entdeckt aber keinerlei Bedienung. Im allgemeinen walten auf der gesamten Empfangsanlage nur ein bis zwei

Abstimmbeamte ihres Amtes, um die Einstellung der Empfangsgeräte auf die zu empfangende Station vorzunehmen; ihnen liegt ferner die Überwachung der Geräte ob.

Für jede Verkehrslinie ist ein nur für diese bestimmter Gerätesatz vorhanden, der auf die entsprechende Senderwelle der Gegenstation eingestellt bleibt. Die während der letzten Monate gewonnenen Erfahrungen haben ergeben, daß im Laufe eines Tages bei gut arbeitenden Gegenstationen, d. h. bei solchen Stationen, die eine gute

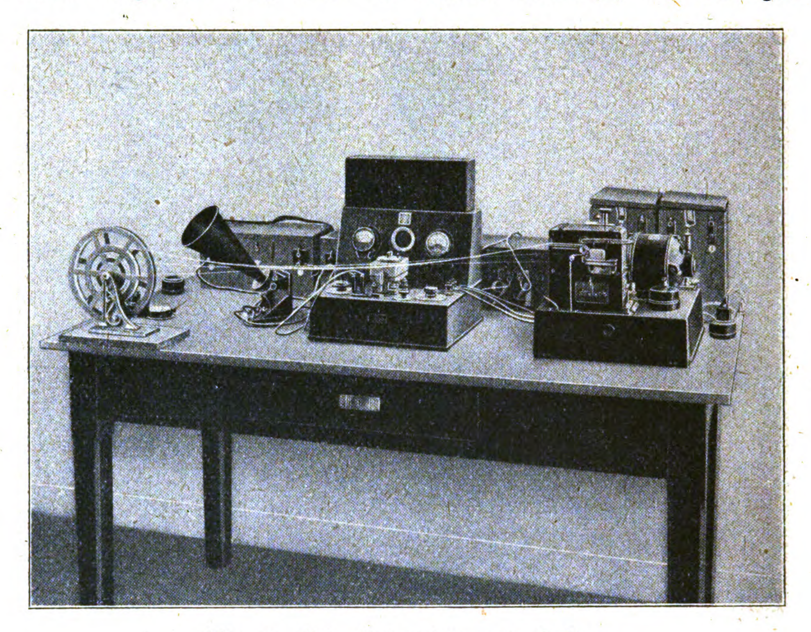


Fig. 9. Schreibeinrichtung in Geltow.

Periodenkonstanz haben, sehr selten eine Nachstellung erforderlich wird. Die für jede Station bestimmten Empfangssätze sind in einem besonderen eisengepanzerten Schrank eingebaut. Die Eisenpanzerung gewährt für die Abstimmittel und Verstärker gegen die Feldwirkung des eigenen nur 30 km entfernten Senders einen vollständigen Schutz. Innerhalb des Schrankes sind die einzelnen Kreise etagenförmig angeordnet und außerdem durch eisenbeschlagene Zwischenwände voneinander geschieden, wodurch eine sehr lose Koppelung der Kreise miteinander möglich wurde. Damit die Einwirkung störender elektrischer Einflüsse von außen auf ein Mindestmaß beschränkt bleibt, sind auch

die zur Speisung der Verstärkerröhren notwendigen Akkumulatoren innerhalb des Schrankes untergebracht. Wo angängig, wurde der Empfangsrahmen unmittelbar auf dem Empfangsschrank drehbar angebracht, wie dies die Einrichtung für den Empfang von buc (Bukarest) (Fig. 6) zeigt.

Für den Empfang europäischer Stationen kommen in Betracht: der Abstimmkreis für den symmetrisch gebauten Rahmen, der eine Fläche von 2—4 qm besitzt, ferner ein Sekundärkreis, Hochfrequenz-

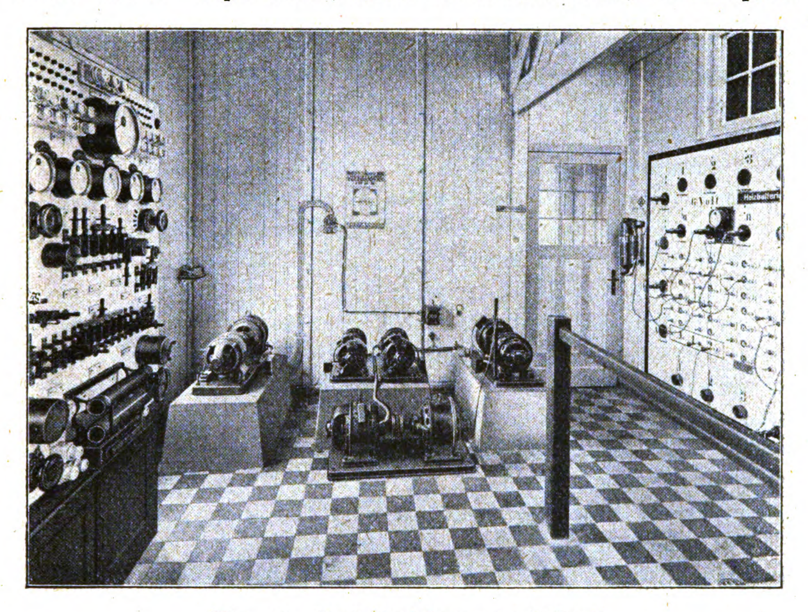


Fig. 10. Ladeeinrichtung in Geltow.

verstärker, Überlagerer und Niederfrequenzverstärker. Für den Amerikaempfang ist jedoch eine kompliziertere Schaltung mit Zwischenfrequenz (Fig. 7) angewandt.

Die Verstärkerleistungen sind durch Anwendung der Dämpfungsreduktion, in Fig. 7 und 8 als Hochfrequenzrückkoppelung bezeichnet, sehr verbessert worden. Ein weiteres Mittel zur Hochfrequenzselektion ist die Transformation der Frequenz (Zwischenfrequenz), die darin besteht, daß zunächst eine dem Ohre unvernehmbare Schwingungszahl von 10000 hervorgebracht wird, die in einem zweiten Hochfrequenzverstärker nochmals verstärkt und dann erst mit Hilfe eines zweiten Überlagerers auf den üblichen Ton 1000 gebracht wird.

Ferner können durch die Schaltung einseitige Richteffekte erzielt werden. Die Geräte für den Amerikaempfang sind in einem großen eisengepanzerten Schrank, dessen Aufstellungsort in Fig. 4 erkenntlich ist, untergebracht. Der Schrank hat die Form eines Würfels von 2 m Seitenlänge. Als Rahmen wird ein Drehrahmen von 10 qm Fläche benutzt, der in der Mitte des Raumes (Fig. 5) aufgestellt ist und mittels eines im Innern des Schrankes befindlichen Handrades auf die in bezug auf Störfreiheit und Empfangslautstärke günstigste Stellung gedreht werden kann.

Die Anordnung der Geräte im Innern des Schrankes zeigt Fig. 8.

Sämtliche Empfangssätze sind mit einer akustischen Tonselektion versehen, die auf den Ton 1000 einstellbar, andere Störer auszuschalten gestattet.

Vorstehendes bezieht sich auf die Empfangseinrichtungen für Hörempfang. Die vom Abstimmbeamten eingestellten Zeichen werden auf besonderen Kabelleitungen nach der Betriebszentrale Berlin, worüber noch Näheres ausgeführt werden wird, geleitet, wo sich der Empfangsbeamte mit dem Kopfhörer befindet.

Zur automatischen Niederschrift der Morsezeichen ist eine besondere Geräteanordnung ausgebildet, die in Fig. 9 dargestellt ist.

Eine Gleichrichteranordnung (in der Mitte der Figur) richtet die hinter der Tonselektion der vorher beschriebenen Anordnung ankommenden niederfrequenten Schwingungen gleich und die Stromimpulse betätigen ein Relais, durch das wiederum ein Morseschreiber in Wirksamkeit gesetzt wird.[1])

Bei genügender Lautstärke der Gegenstation und guter Konstanz können mit dieser Einrichtung 200 Wörter pro Minute durch den Siemens-Schnell-Morseapparat (rechts auf der Figur) aufgeschrieben werden. Der Morseschreiber löst über die Kabelleitungen den in der Betriebszentrale mit ihm verbundenen Morseschreiber aus, so daß dort ebenfalls die Morseschrift abgelesen werden kann.

Zur Ladung der für die Röhren-Anordnungen nötigen Batterien ist eine besondere Ladeeinrichtung vorhanden, die Fig. 10 zeigt.

Die Erfahrungen, die im Laufe des Sommers 1921 gemacht wurden, zeigten, daß noch Verbesserungen für die Empfangseinrichtungen notwendig waren. Es entstand der schon erwähnte Empfangsturm, dessen Abmessungen aus Fig. 11 zu ersehen sind. Um kapa-

1) A. Esau, s. Telefunken-Festzeitschrift Sept. 1920 und Telefunken-Zeitung Nr. 22.

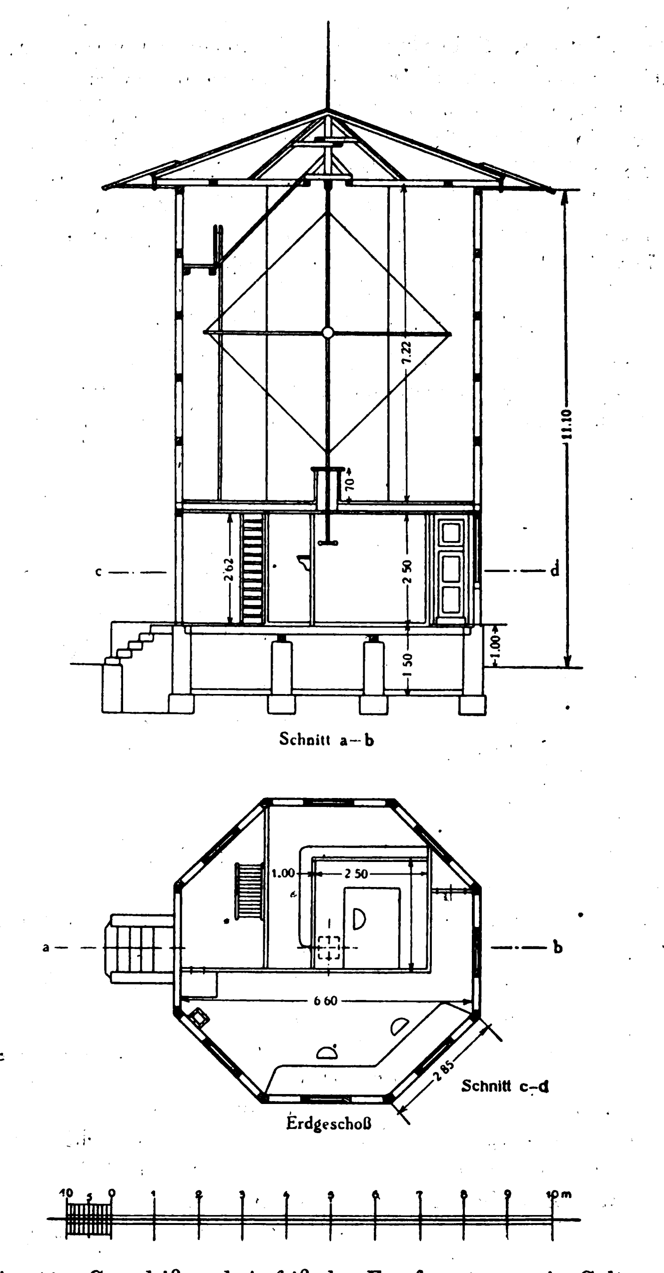


Fig. 11. Grundriß und Aufriß des Empfangsturmes in Geltow.

zitive Erdströme, Erdverluste und Störungen zu vermeiden, ist der eingebaute Rahmen in einer Höhe von etwa 6 m vom Erdboden über den Empfangsgeräten angeordnet. Die angewandte Schaltung ist die gleiche wie auf Fig. 7; die Abstimmgeräte sind in einem mit vierfacher Eisenbekleidung umschlossenen Raum untergebracht. Die Akkumulatorenbatterie ist stationär ebenfalls in einer gepanzerten Kammer neben den Empfangsgeräten aufgestellt und wird über ein Kabel von der Ladeeinrichtung im Empfangshaus geladen.

Empfangsanlage Hagen.

Die zur Großstation Eilvese zugehörige Empfangsanlage befindet sich bei dem Dorf Hagen, 8 km von der Großstation entfernt, auf dem sogenannten Hagener Berg in einem besonderen Gebäude. Fig. 12.

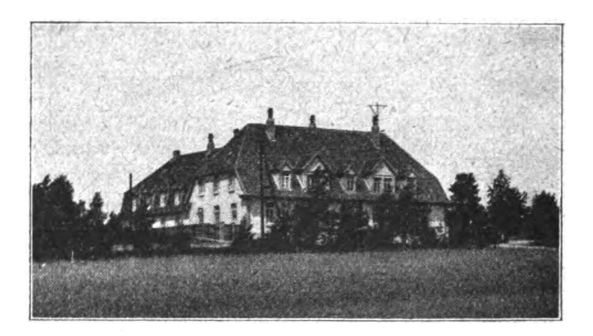


Fig. 12. Gebäude der Empfangs-Anlage Hagen.

Als Empfangsantenne wird dort eine V-förmige Antenne von 2,5 km Gesamtlänge benutzt. Die Antenne wird von hölzernen Masten von 20 m Höhe getragen, 2 Drähte befinden sich in 20 m Höhe, 2 weitere in etwa 8 m Höhe. Ihre Längsrichtung zeigt nach der amerikanischen Gegenstation, die Lage ist derart, daß der Empfang von der eigenen Sendestation nicht gestört wird.

Als Empfänger dient der sogenannte Telefunken-Großstationsempfänger mit Sekundär- und Tertiärkreis und Dämpfungsreduktion, Überlagerer, Niederfrequenzverstärker. Bei dieser gerichteten Antenne ist die Verwendung eines Hochfrequenzverstärkers nicht zweckmäßig. Die Empfangsanlage ist noch nicht voll für den Verkehr eingesetzt, ihre weitere Aufgabe wird später beschrieben.

(Schluß folgt.)

Die Hochfrequenzmaschinen der Société Française Radio-Electrique in Paris.

(Übersetzter Auszug aus einer von der Gesellschaft herausgegebenen Broschüre.)

Von **H. Eales.**

Allgemeine Kennzeichen.

Die von der Société Française Radio-Électrique in Paris gebauten Hochfrequenzmaschinen sind Gleichpolmaschinen. Ihr Rotor besteht aus einem Körper aus Schmiedestahl, der an seinem Umfang einen Kranz von sehr dünnen Stahlblechstücken ohne jede Wicklung trägt. Ihr Stator trägt eine einzige zickzackförmige Wicklung mit einem einzigen Leiter pro Nut. Bei Hochfrequenzmaschinen großer Leistung wird diese Wicklung in mehrere Abschnitte zerlegt, damit sie keinesfalls eine zu hohe Spannung gegenüber der Statormasse führen soll. Jeder dieser Abschnitte ist induktiv mit der Antenne gekoppelt. Dies führt zu einer Anordnung von außerordentlich großer Einfachheit, siehe Fig. 1. Bei diesen Hochfrequenzmaschinen verhält sich die Zahl

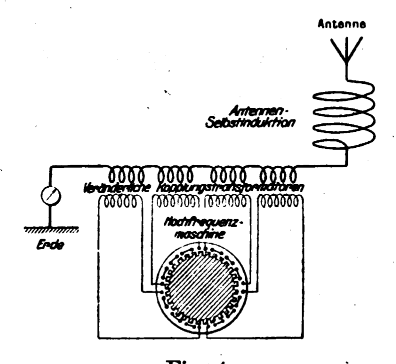


Fig. 1.

der Statorzähne zur Anzahl der Statornuten wie 3 : 2. Durch diesen Kunstgriff wird erreicht, daß in der Rotorwicklung direkt ein Wechselstrom von beträchtlich höherer Frequenz induziert wird, ohne daß man gezwungen wäre, dem Rotor eine unzulässig hohe Umfangsgeschwindigkeit zu geben.

Wenn man nämlich in einem und demselben Stromkreis n elektromotorische Kräfte derselben Frequenz und derselben Kurvenform, die

aber von der reinen Sinusform abweichen muß, überlagert, wobei dann diese elektromotorischen Kräfte aufeinanderfolgend um denselben Phasenwinkel $\frac{2\pi}{n}$ gegeneinander verschoben sein sollen, so verschwinden alle Teilschwingungen, in die diese elektromotorischen Kräfte gemäß der Fourierschen Reihenentwicklung zerlegt werden können, mit Ausnahme einer einzigen Schwingung, deren Ordnungszahl n oder ein Vielfaches von n ist. Um dies zu beweisen, genügt es, sich die vektorielle Darstellung periodischer Vorgänge nach der Methode von Fresnel zu vergegenwärtigen. Die n Grundschwingungen kann man durch n sich drehende Vektoren derselben Länge darstellen, die aufeinanderfolgend um den Winkel $\frac{2\pi}{n}$ verschoben sind. Ihre Resultante ist offenbar gleich Null. Auch auf die Oberschwingungen vom ersten bis zum $(n-1)^{\text{ten}}$ Grade trifft dies zu; für die erste Oberschwingung ist der Phasenverschiebungswinkel $\frac{4\pi}{n}$, für die zweite $\frac{6\pi}{n}$ und für die $(n-1)^{\text{te}}$ $\frac{2\cdot(n-1)}{n}\pi$, und die geometrische Summe ist in jedem Falle gleich Null. Für die n^{te} Oberschwingung liegt jedoch der Fall anders; die aufeinanderfolgend um $n\cdot\frac{2\pi}{n}$ verschobenen Vektoren fallen dann aufeinander und addieren sich algebraisch, und es leuchtet ein, daß diese Eigentümlichkeit nur den Oberschwingungen vom Range n oder eines ganzen Vielfachen von n zukommt. Die Frequenz der auf diese Weise erzeugten einphasigen Schwingung ist somit gleich dem n-fachen der Grundfrequenz der n-Phasenmaschine, und die Amplitude der Schwingung ist gleich dem n-fachen der Amplitude der auf diese Weise verstärkten Oberschwingung.

Die Anwendung dieses Prinzips auf Hochfrequenzgeneratoren bietet beträchtliche Vorteile. Bei einer gewöhnlichen Mehrphasenmaschine ist bekanntlich die Polzahl des Ankers gleich dem n-fachen von derjenigen einer entsprechenden Einphasenmaschine; es sind dabei ebensoviel Nutzstromkreise vorhanden wie Phasen. Will man jedoch die n induzierten elektromotorischen Kräfte in einem einzigen Stromkreis in der soeben beschriebenen Weise überlagern, so genügt es, den Anker der Einphasenmaschine beizubehalten und an Stelle des Induktors n miteinander übereinstimmende und jeweils um den n^{ten} Teil des Polschrittes gegeneinander verschobene Induktoren zu verwenden.

Die Anwendung dieses Prinzips auf Maschinen, bei denen der Stator und der Rotor beide bewickelt wären, würde keinerlei Vorteile bieten. Bei Maschinen der Gleichpoltype jedoch, bei der der Rotor nur ein am Umfange gezahnter Eisenschlußkörper ist und keinerlei Wicklung trägt, ist es leicht, die Zahl der Pole des Rotors zu vergrößern und damit auf dem bewickelten Stator, da dieser dann einen größeren Polschritt erhält, einen für die Unterbringung der Wicklung nötigen Raum zu erhalten. Kurz gesagt, es handelt sich darum, den Stator für die Frequenz f zu bauen, wogegen der Rotor für die benutzte Oberschwingung $n \cdot f$ bemessen ist. Der Wirkungsgrad dieser Maschine ist bei denen für 25 kW etwa 63 % und steigt bei denen für 500 kW auf über 84 %. Dabei ergeben sie den Hochfrequenzstrom direkt, also ohne Zuhilfenahme von Kaskadenschaltungen oder Frequenzvervielfachern. Auch durch die Art des Tastens wird der Wirkungsgrad gesteigert. Der Taster schließt nämlich für gewöhnlich, d. h. in den Zeichenpausen die Maschine kurz und öffnet diesen Kurzschluß beim Tasten. Die Maschine arbeitet also nur während der Zeichendauer unter Vollast, wogegen während der Intervalle zwischen den einzelnen Zeichen infolge des Kurzschlusses die verbrauchte Energie sehr klein ist (nur wattlose Belastung). Im normalen Betrieb ist die der Speiseleitung entnommene Energie etwa gleich $^2/_3$ der bei einem Dauerstrich entnommenen Energie. Der erzeugte Hochfrequenzstrom ist rein sinusförmig, die ausgesandten Wellen daher sehr rein[1]) und vollständig frei von Oberschwingungen.

---

1) Der Anker und das Feld dieser Gleichpolmaschinen würden abgewickelt der Fig. 2 entsprechen. Die überschlägige Berechnung der dritten Oberschwingung würde, wenn die Maschine auf eine auf die Grundfrequenz abgestimmte Antenne arbeitet, folgendes ergeben: Wenn man nur die magnetischen Kraftlinien, die senkrecht auf den Stirnseiten der Zähne stehen, in Betrachtung zieht, so variiert der Flux in einem Ankerzahn linear abwechselnd in einem und im anderen Sinne. Ausgehend von der Stellung I des Rotorzahnes A bis zur Stellung II wächst der Flux in dem gegenüberstehenden Ankerzahn linear an bis zu einem Maximum in der Stellung II, und er nimmt darauf wieder ab bis zu einem Minimum in der Stellung III. In diesem Augenblick ist der Zahn B in der Stellung I und der Flux nimmt dieselben Werte an wie vorher (Fig. 3).

Die elektromotorische Kraft

$$e = \pm \frac{d\,\Phi}{d\,t}$$

nimmt also die Gestalt der Fig. 4 an. Die Reihenentwicklung einer derartigen Funktion nach Fourier ist:

Die Hochfrequenzmaschinen der Société Française Radio-Électrique werden von sehr kräftigen Gleichstrommotoren angetrieben: beide

---

$$e = \frac{4\, Y_m}{\pi} \cdot \left[\sin \omega t + \frac{1}{3} \sin 3\, \omega t + \ldots + \frac{1}{2K+1} \cdot \sin (2K+1)\, \omega t\right].$$

Wir bezeichnen nun mit I_ω, U_ω die Intensität und die Spannung der Pulsation ω und mit $I_{3\omega}$, $U_{3\omega}$ die Intensität und die Spannung der Pulsation $3\,\omega$.

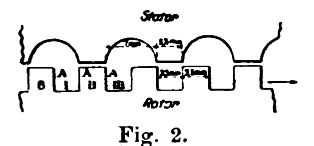


Fig. 2.

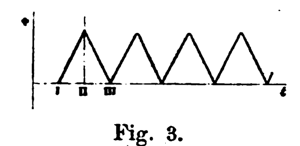


Fig. 3.

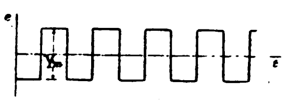


Fig. 4.

Für die Grundfrequenz ist die Antenne mit dem Widerstand R auf die Frequenz ω abgestimmt, es ist also;

$$L\,\omega - \frac{1}{C\,\omega} = 0\,;$$

die Impedanz verringert sich also auf den Wert R und man hat:

$$I_\omega = \frac{U_\omega}{R}.$$

Für die dritte Harmonische ist die Impedanz:

$$\sqrt{R^2 + \left(3\,L\,\omega - \frac{1}{3\,C\,\omega}\right)^2} \quad \text{oder} \quad \frac{8}{3}\,L\,\omega\,,$$

wenn wir R gegenüber der Reaktanz vernachlässigen und $L\,\omega$ durch $\frac{1}{C\,\omega}$ ersetzen. Man erhält also:

$$I_3\,\omega = \frac{U_{3\,\omega}}{\frac{8}{3}\,L\,\omega}\,, \quad \text{woraus,} \quad \text{da} \quad U_3\,\omega = \frac{U_\omega}{3}$$

Maschinen sind starr gekoppelt und auf gemeinsamer Grundplatte befestigt. Ein sehr empfindlicher und sehr rasch arbeitender Geschwindigkeitsregler hält die Geschwindigkeit vollkommen konstant. Der Ungleichförmigkeitsgrad erreicht noch nicht $^1/_{1000}$, was einer Wellenlängenänderung von 15 m auf 15000 m Wellenlänge entspricht. Diese Schwankung ist praktisch unmerklich und hat keinen schädlichen Einfluß auf den Empfang, selbst bei Verwendung der am besten abgestimmten Apparate. Da diese Hochfrequenzmaschinen keinerlei künstliche Frequenzsteigerer verwenden, so gestatten sie, durch einfache Regulierung der Umdrehungszahl der Maschine die Frequenz in weiten Grenzen zu verändern und einzuregulieren.

Parallelbetrieb der Hochfrequenzmaschinen.

Die großen für den transkontinentalen radiotelegraphischen Betrieb benötigten Reichweiten führen zur Aufstellung großer Maschinen-

---

ist, sich ergibt:

$$\frac{I_{3\omega}}{I_\omega} = \frac{R}{8 L_\omega}.$$

Wenn man eine Überspannung $\frac{L\omega}{R} = 125$ zuläßt, was angenähert der Fall ist bei einer guten Antenne, so erhält man:

$$I_{3\omega} = \frac{1}{1000} I_\omega.$$

Auf diese Weise sieht man an Hand einer einfachen Rechnung, bei der die Verluste durch Foucault-Ströme und der Streuflux vernachlässigt sind, die beide die Winkel abrunden, daß die Amplitude der dritten Harmonischen, die von einer solchen Hochfrequenzmaschine in eine auf ihre Frequenz abgestimmte Antenne geliefert wird, im Verhältnis zur Amplitude der Grundschwingung verschwindend klein ist.

Vorstehende Reihenentwicklung zeigt überdies, daß die höheren Harmonischen eine mit ihrem Grade abnehmende Amplitude haben. Außerdem wächst die Reaktanz der Antenne für die Harmonische n mit n. Durch eine analoge Rechnung kann man nachweisen, daß die von diesen Harmonischen erzeugten Ströme vollständig zu vernachlässigen sind. Außerdem haben wir einen theoretisch sehr ungünstigen Fall betrachtet, indem wir elektromotorische Kräfte von rechtwinkliger Gestalt (Fig. 4) voraussetzten, was in der Praxis nicht der Fall ist.

Eine vollständigere Rechnung, die sich auf die Analyse der Kurve der Leerlaufsspannung nach der Methode von Lehman gründet, würde zeigen, daß die Amplitude der dritten Harmonischen noch beträchtlich geringer ist als die vorstehend berechnete und daß sie vollständig zu vernachlässigen ist. Überdies bestätigen die mit Kathodenstrahlröhren aufgenommenen Oszillogramme, daß die Leerlaufsspannung praktisch sinusförmig ist.

einheiten, deren Einzelleistung sehr groß ist und daher nicht ohne Übelstände ist. Wenn man es aus Sicherheitsgründen für notwendig hält, auf einer Station zwei Maschinen aufzustellen, so hat die Verwendung großer Maschineneinheiten zur Folge, daß der Grad der Gesamtausnutzung der ganzen installierten Leistung klein wird. Zudem spielt sich der Betrieb der Station für kleinere Reichweiten mit einem geringeren Wirkungsgrad ab als für die normale Reichweite der Station. Das von der Société Française Radio-Électrique angewendete und ihr durch Patente geschützte System zum Parallelbetrieb von Hochfrequenzmaschinen vermeidet diese Nachteile und gestattet, je nach Bedarf die erforderliche Leistung auf mehrere Maschinen zu verteilen.

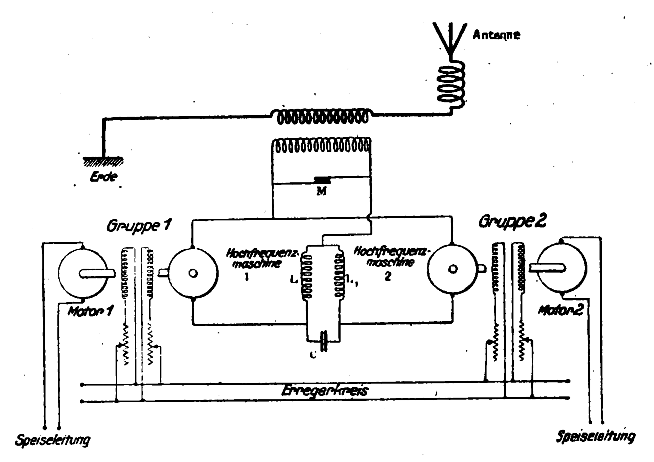


Fig. 5.

Die Reservemaschinen werden dann während der Zeiten verstärkten Verkehrs und für den Verkehr auf die größten Entfernungen in Betrieb gesetzt, arbeiten also in Parallelbetrieb mit den übrigen und stellen somit nicht mehr wie bisher einen unausgenutzten Maschinensatz dar. Der erforderliche genau synchrone und konphase Lauf wird dabei nicht auf mechanischem Wege durch mechanische Kupplungen bewirkt, sondern auf rein elektrischem Wege, indem die sogenannte Hopkinsonsche Bedingung erfüllt wird, gemäß welcher die Reaktanz im abgezweigten Stromkreis der zusammenarbeitenden Hochfrequenzgeneratoren gleich dem Widerstand sein soll.

Fig. 5 zeigt diese Anordnung für zwei Hochfrequenzmaschinen. Die induktiv miteinander gekoppelten Induktanzen L und L_1 und die

Kapazität C erhalten solche Bemessungen, daß der Hauptstrom über die Selbstinduktionen und der synchronisierende Strom über die Kapazität verläuft. Die Schaltung gestattet, die Hopkinsonsche Bedingung zu erfüllen und dabei praktisch gleichgroße synchronisierende Momente für Leerlauf und Vollast zu erhalten. Der Vorteil der Schaltung besteht darin, daß nur kleine wenige umfangreiche Kondensatorbatterien notwendig sind und daß der Widerstand des Hauptkreises nicht vermehrt wird. Zwecks Einstellung des konphasen Laufes wird der Kopplungskreis der beiden Maschinen geschlossen und diese erregt; die eine derselben wird dann auf konstanter Drehzahl erhalten und die andere langsam durch Regelung der Frequenz ihres Antriebsmotors dem Synchronismus genähert. Die Phasengleichheit wird von einem zwischen die beiden Hochfrequenzmaschinen geschalteten Amperemeter angezeigt. Die Ablenkung derselben vermindert sich plötzlich im Augenblick der Erreichung des konphasen Laufes und wird Null, wenn die Spannungen der beiden Maschinen gleich sind. Die beiden Antriebsmotoren entnehmen dann dem Speisenetze gleiche Leistungen. Durch Änderung der Erregungen der beiden Hochfrequenzmaschinen kann man dann beliebig die Belastung auf beide Maschinen gleich verteilen oder auf eine derselben verschieben, um die andere dann aus dem Betrieb zu nehmen. Sofern es sich um sehr große Hochfrequenzleistungen handelt, kann man die Belastung auf mehrere Kreise verteilen, die induktiv auf die Antenne wirken und von denen dann jeder einen besonderen Taster zum Kurzschließen erhält.

Mehrfachsenden.

Die Hochfrequenzmaschinen der Société Française Radio-Électrique gestatten auch einen Mehrfachbetrieb, d. h. das gleichzeitige Aussenden mehrerer verschiedener Telegramme mit verschiedenen Wellenlängen. Die Antenne wird dabei in mehrere Teilantennen zerlegt, die voneinander isoliert sind und von denen jede von einer Hochfrequenzmaschine gespeist wird; diese senden unabhängig voneinander. Wenn nun keine besondere Vorkehrung wäre, so würde jede Teilantenne in der benachbarten eine E.M.K. induzieren; infolgedessen würden verhältnismäßig starke innere Ausgleichsströmungen zustande kommen, die sich zu den von den Hochfrequenzmaschinen gelieferten addieren und eine beträchtliche zusätzliche Belastung ergeben und eine gefahrbringende Erwärmung erzeugen würden. Um dies zu verhindern, wird eine zusätzliche elektromagnetische Gegenkopplung zwischen den Teilantennen angewendet, durch die es ermöglicht wird, die durch die elektro-

magnetische und elektrostatische Einwirkung der Teilantennen, d. h. durch ihre natürliche, räumliche Kopplung erzeugten inneren Ausgleichsströme zu verringern oder ganz zu beseitigen. Fig. 6 zeigt diese Anordnung für einen Zweifachverkehr, die ohne weitere Erläuterung

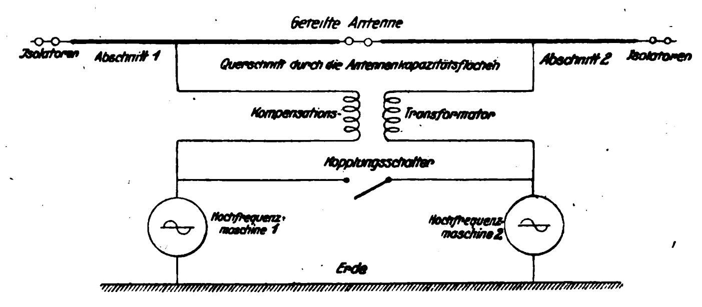


Fig. 6.

verständlich sein dürfte. Für n-fachen Verkehr werden entweder $\frac{n \cdot (n-1)}{2}$ zusätzliche Kompensationstransformatoren erforderlich, oder man kann auch nur einen Transformator verwenden, wenn man die n Wicklungen ineinander wickelt.

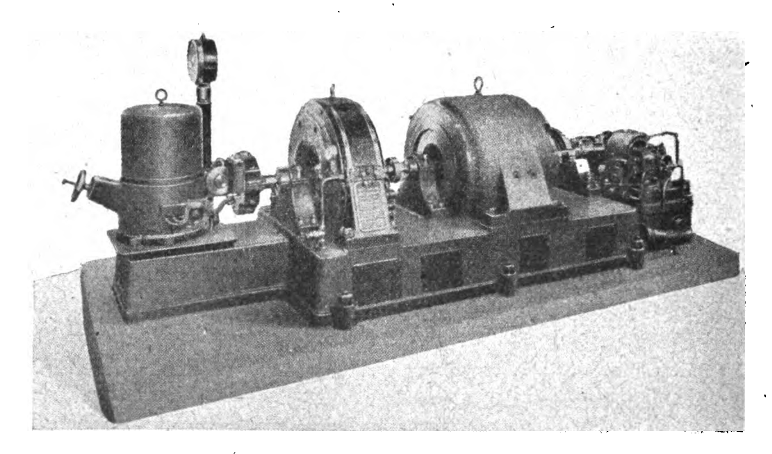


Fig. 7.

Technische Ausführung der Hochfrequenzmaschinen.

Die Société Française Radio-Électrique baut zurzeit vier Haupttypen für 25, 50, 250 und 500 kW. Jede derselben besteht aus

einer Hochfrequenzmaschine und einem mit dieser starr gekoppelten Gleichstrommotor, beide auf gemeinsamer Grundplatte montiert. Fig. 7 zeigt die 25 kW-Maschine mit ihrem Geschwindigkeitsregler, der auf die Erregung des Motors einwirkt. Die Hauptdaten dieser Maschinengruppen sind:

für die 25 kW-Maschinen:

Normalfrequenz . . . . . . 32400 Perioden in der Sekunde.
Normale Rotorgeschwindigkeit . 6000 Umdrehungen in der Minute.
Speisespannung des Motors . . 220 Volt.
Erregerspannung des Motors und
des Hochfrequenzgenerators . 220 Volt.
Der Stator der Hochfrequenzmaschine hat Wasserkühlung.

50 kW-Maschinen:

Normalfrequenz . . . . . . 30000 Perioden in der Sekunde.
Normale Rotorgeschwindigkeit . 4545 Umdrehungen in der Minute.
Speisespannung des Motors . . 500 Volt.
Erregerspannung des Motors und
des Hochfrequenzgenerators . 110 Volt.
Der Stator der Hochfrequenzmaschine hat Ölkühlung.
Die Statorwicklung der Hochfrequenzmaschine ist in zwei Abteilungen geteilt.

250 kW-Maschinen:

Normalfrequenz . . . . . . 18000—20000 Perioden i. d. Sekunde.
Normale Rotorgeschwindigkeit . 3000 Umdrehungen in der Minute.
Speisespannung des Motors . . 500 Volt.
Erregerspannung des Motors und
der Hochfrequenzmaschine . 110 Volt.

Der Stator und der Rotor der Hochfrequenzmaschine haben Ölkühlung.
Der Rotor der Hochfrequenzmaschine läuft in einer Atmosphäre von geringem Unterdruck.
Die Statorwicklung der Hochfrequenzmaschine ist in vier Abteilungen geteilt.

500 kW-Maschinen:

Normalfrequenz . . . . . . 15000 Perioden in der Sekunde.
Normale Rotorgeschwindigkeit . 2500 Umdrehungen in der Minute.
Speisespannung des Motors . . 500 Volt.

Erregerspannung des Motors und
der Hochfrequenzmaschine . 110 Volt.
Der Stator und der Rotor haben Ölkühlung.
Der Rotor der Hochfrequenzmaschine läuft in einer Atmosphäre von geringem Unterdruck.
Die Statorwicklung der Hochfrequenzmaschine ist in acht Abteilungen geteilt.

Der Rotor.

Der Rotor der Hochfrequenzmaschine besteht aus einem massiven Teil in Gestalt eines Zylinders aus Schmiedestahl, der auf seinem Umfange einen Kranz von dünnen Blechen aus weichem Stahl trägt, die

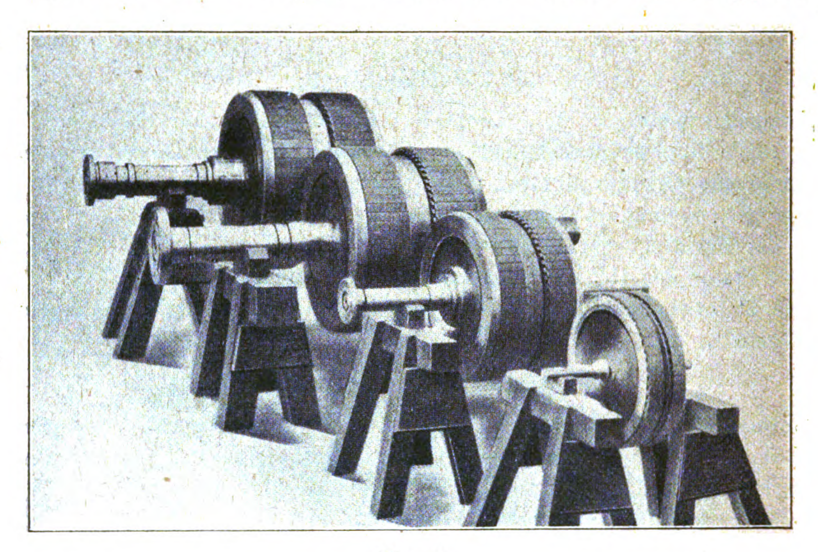


Fig. 8.

sehr sorgfältig emailiert sind. Diese Blechstreifen besitzen je nach der Frequenz der Maschine eine Dicke von 0,5, 0,7 oder 0,9 mm. Sie sind zu Paketen zusammengesetzt und in besonderen schwalbenschwanzförmigen Vertiefungen in der Peripherie des Rotors eingepreßt. Die Umfangsgeschwindigkeit des Rotors überschreitet nicht 150 m pro Sekunde, während man im Turbinenbau diese Geschwindigkeitsstufe ganz allgemein überschreitet. Fig. 8 zeigt die Rotoren, ganz rechts den für 25 kW, darauffolgend den für 50, 250 und ganz links (hinten) den für 500 kW. Der Rotor der Maschinen von 250 und 500 kW

läuft in einer Atmosphäre von geringem Unterdruck. Durch ein Hilfsventil wird dieser auf dem günstigsten Wert von 200 mm-Quecksilbersäule gehalten.

Der Stator.

Fig. 9 zeigt den Stator der 500 kW-Maschine. Die Erregerwicklung besteht aus einer oder zwei Spulen, die den Rotor konzentrisch umgeben. Die induzierte Wicklung ist eine einfache Zickzackwicklung, die derart in die Nuten verlegt ist, daß auf jede Nut nur ein Leiter kommt. Die Nuten sind offen, so daß das Wickeln leicht auszuführen ist und die Wicklung auch leicht ausgebessert oder ersetzt werden kann. Das Leitungsmaterial ist Litzendraht und wird in Isolationsröhren

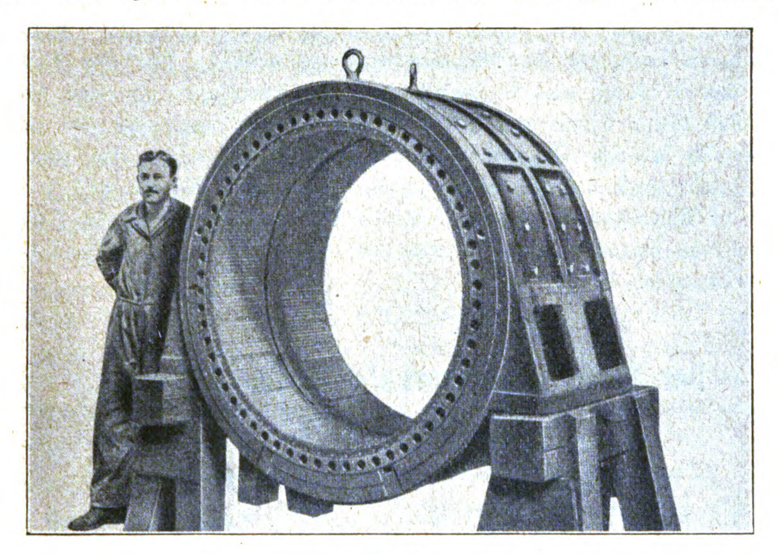


Fig. 9.

aus Mika oder Bakelit verlegt. Bei den Maschinen für große Leistungen wird die induzierte Wicklung in mehrere unabhängige Abschnitte unterteilt, die induktiv mit der Antenne gekoppelt sind. Bei Betriebsstörungen kann die beschädigte Wicklung abgeschaltet werden. Die aus Blechen von 0,5 bis 0,9 mm Dicke zusammengesetzten Blechpakete, in denen die Nuten für die Ankerwicklung liegen, sind mittels Bolzen im Gestell befestigt und können ebenfalls bei Beschädigungen ausgewechselt werden. Durch zwischen die Blechpakete und das Gestell gelegte Zwischenlagen oder Keile kann man die Größe des Luft-

spaltes zwischen Rotor und Stator leicht regeln. Das Gestell ist sehr kräftig dimensioniert und derart gelagert, daß keine Deformation stattfinden kann.

Der Luftspalt zwischen Stator und Rotor ist verhältnismäßig groß; er überschreitet 0,5 mm bei den kleineren Maschinen und erreicht 1 mm bei den größten.

Kühlung.

Da der Rotor der 250 und 500 kW-Maschinen in einer Atmosphäre von Unterdruck läuft, ist die Kühlung durch Ventilation nicht ausreichend und wird durch eine Kühlung mittels Ölumlaufs unter Druck ersetzt. In jedem Blechpaket des Stators ist ein Kanal für den Ölumlauf eingearbeitet, damit die Kühlung in der Nähe der Stellen stattfinden kann, wo die Wärmeentwicklung erfolgt. Für den Rotor tritt das Öl durch eine Stopfbüchse in die Rotorachse ein und verläßt den Rotor wieder durch eine andere Stopfbüchse. An der Eintrittsstelle ist der Öldruck 2 kg pro Quadratzentimeter. Im Innern des Rotors läuft das Öl durch parallel geschaltete Kanäle und zwar von der Eintrittsstelle an der Achse radial nach den äußeren Teilen und diesen entlang, darauf wieder radial zur Achse zurück und zur Austrittsstelle.

Der Radio-Schnellverkehr Berlin—Budapest.

Von **F. Banneitz.**

(Mitteilung aus dem Telegraphentechnischen Reichsamt.)

In früheren Arbeiten[1]) wurde über Versuche mit drahtloser Schnelltelegraphie berichtet, die zu dem Ergebnis führten, daß der Typendruckschnelltelegraph von Siemens & Halske für die drahtlose Telegraphie sehr gut verwendbar ist. Im Anschluß hieran wurde versuchsweise die Radioverbindung Berlin—Leipzig mit diesem Telegraphen vom Januar 1921 bis Februar 1922 betrieben. Das Ergebnis dieses Betriebes war sehr zufriedenstellend und zeigte, daß der Siemens-Schnelltelegraph für den drahtlosen Schnellverkehr sich auch betriebsmäßig sehr gut eignet, und seine Leistungsfähigkeit voll ausgenutzt werden kann.

1) F. Banneitz, Tel. u. Fernspr. Technik 9, S. 90, 1920; F. Banneitz, Elektr. Ztschr. 42, S. 714, 1921.



Auf Grund dieser Ergebnisse konnte die Radioverbindung Berlin—Budapest (700 km) für den Schnellbetrieb mit dem Siemens-Schnelltelegraphen mit vorauszusehendem Erfolg eingerichtet werden. Ende August 1922 wurden die Versuche mit Budapest aufgenommen und Anfang Dezember 1922 konnte die Anlage dem Verkehr übergeben werden. Für diesen Verkehr wird ein in Königswusterhausen befindlicher Röhrensender von Telefunken benutzt, der mit Zwischenkreis und Steuersender arbeitet und bei der Sendewelle 5200 m ca. 7 kW in die Antenne liefert. Die Antennenstromstärke beträgt 45 Amp., der Antennenwiderstand derselben 3,2 Ohm und die Masthöhe 150 m.

Die Tastung des Senders geschieht über eine 30 km lange Freileitung vom Haupttelegraphenamt Berlin aus. Als Tastrelais wird ein kleines Telegraphenrelais von Siemens & Halske benutzt, das im Gitterstromkreis des Steuersenders liegt.

Die Empfangsanlage befindet sich in Zehlendorf. Sie besteht aus einem großen Kreuzrahmen, der mit Goniometer versehen ist. Durch die Goniometerspule wird die Energie in den Sekundärkreis übertragen, der auf einem Hochfrequenzverstärker arbeitet. An den Hochfrequenzverstärker ist eine elektrische Tonselektion angeschlossen und an diese wiederum ein Niederfrequenzverstärker. Die ankommenden Zeichen werden dann noch durch den Doppelstromgleichrichter in der von Eppen[1]) beschriebenen Form weiter verstärkt und gleichgerichtet, so daß dem Empfangsrelais die Zeichen mit einer Stromstärke von 8 Milliamp. zugeführt werden können. Das Empfangsrelais arbeitet weiter auf die ca. 20 km lange Empfangsleitung, die zum Haupttelegraphenamt führt. Die Empfangswelle ist 4400 m.

Der Siemens-Schnelltelegraph bestehend aus dem Geber und dem Typendrucker ist im Auslandssaal des Haupttelegraphenamts neben dem Apparat, der über die Drahtleitung nach Budapest arbeitet, aufgestellt. Er ist mit der Tastleitung und der Empfangsleitung verbunden und wird in der gleichen Weise bedient, wie beim Betrieb auf Leitung. Der Siemens-Schnelltelegraph hat sich auch für diese Verbindung sehr bewährt und scheint nach den bisherigen Erfahrungen für die drahtlose Telegraphie das geeignetste System zu sein. Es wird mit Budapest im allgemeinen mit einer Geschwindigkeit von etwa 650 Buchstaben in der Minute gearbeitet. Im übrigen ist die Leistung dieser Verbindung die gleiche wie bei einer guten Drahtverbindung.

---

1) F. Eppen, Jahrb. d. drahtl. Telegr. **20**, S. 173, 1922.

In den Vormittagsstunden wickelt sich der Verkehr stets glatt ab. In der Zeit von 7 bis 9 Uhr abends treten jedoch zeitweise Störungen auf, die teils durch fremde Stationen hervorgerufen werden, teils atmosphärischen Ursprungs sind. Es wird erwartet, daß durch weitere Verbesserung der Empfangsanordnung erreicht werden kann, daß sich der Verkehr auch während der ungünstigen Zeiten glatt abwickelt.

Referate.

W. Glitsch. Messung kleiner Kapazitäten nach dem Resonanzschwebungsverfahren. Phys. ZS. **23**, 544—548, 1922.

Die von Preuner und Pungs angegebene Methode der Kapazitätsbestimmung durch Einwirkung zweier fast gleicher Schwingungskreise auf einen dritten aperiodischen Kreis und Beobachtung der auftretenden Schwebungen wird vom Verf. folgendermaßen abgeändert. Statt eines besonderen aperiodischen Kreises benutzt er die eine Senderöhre gleichzeitig als Detektor. Um die Schwebungsfrequenz möglichst schnell und genau zu bestimmen, wird in einem der hochfrequenten Schwingungskreise ein Hitzbandstrommesser (umschaltbar auf 1 und 4 Ampere Maximalstrom von Hartmann & Braun) eingeschaltet. Bei nicht zu loser Kopplung der beiden Schwingungskreise tritt ein heftiges Vibrieren des Zeigers des Amperemeters ein, wenn die Schwebungsfrequenz in Resonanz ist mit der mechanischen Eigenschwingungszahl des Zeigersystems. Diese ist abhängig von dem jeweiligen Ausschlag des Gerätes und liegt z. B. bei Strömen von 0,4—0,9 Ampere bei 5—8 Perioden pro Sekunde.

Die Größe einer Kapazität wird nach dem Verkleinerungsverfahren derart bestimmt, daß man zunächst auf die Schwebungsfrequenz einstellt, die der mechanischen Resonanz des Amperemeters entspricht, dann wird die unbekannte Kapazität parallel zum Normalkondensator gelegt und letzterer so lange verstellt, bis der Zeiger wieder vibriert. Der Verkleinerung der Normalkapazität entspricht dann die Größe der unbekannten zugeschalteten Kapazität. Letztere wird durch Vergrößerung des Normalkondensator in der Weise bestimmt, daß man die unbekannte Kapazität im Kreise I parallel zur Kreiskapazität legt und dann den Normalkondensator im Kreise II so lange ändert, bis wieder Resonanzschwebung eintritt. Die Änderung des Normalkondensators ist dann der unbekannten Kapazität proportional. Der Proportionali-

tätsfaktor muß durch einen zweiten Normalkondensator bestimmt werden. In ähnlicher Weise werden kleine Selbstinduktionen gemessen. Die Anordnung wird auf Resonanzschwebung eingestellt, Normalkondensator im Kreise II. Dann wird die unbekannte Selbstinduktion mit der des Kreises I in Serie geschaltet, die unbekannte muß aber klein gegen die ursprüngliche sein. Die zum Eintreten der Zeigervibration erforderliche Kapazitätsänderung im Kreise II ist dann proportional der zugeschalteten Selbstinduktion. Der Faktor muß durch Einschalten einer bekannten kleinen Selbstinduktion bestimmt werden.

Ernst Lübcke.

A. T. C. Moore. Characteristics of 5 kW Elwell-Poulsen Arc Generator. Engineering **114**, 697—698, 1922.

Bei dem von C. F. Elwell gebauten Generator brennt der Bogen zwischen einer wassergekühlten Kupferanode und einer langsam rotierenden Kohlenkathode in einer wasserstoffhaltigen Atmosphäre. Außerdem wirkt ein transversales Magnetfeld auf den Lichtbogen. Die Untersuchungen erstreckten sich auf die Verteilung des Magnetfeldes im Luftspalt, auf den Einfluß des Magnetfeldes auf die Hochfrequenzstromstärke und auf die Beziehung zwischen letzterer und der Wellenlänge.

Das Magnetfeld wird mit einem Grassotschen Fluxmeter bestimmt. Es ergibt sich aus der Messung als günstigste Stelle für den Bogen der Platz etwa 1 cm oberhalb der Mitte der Polschuhe, da die Feldstärke hier praktisch konstant ist. In der Praxis liegt gewöhnlich die Oberkante der Anode in Höhe der Mitte der Pole. Die Messungen zeigen bei 16 Ampere Magnetisierungsstrom eine Feldstärke von etwa 2000 Linien pro Quadratzentimeter.

Dann wurde bei einer Bogenlänge von 0,8 mm und 380 Volt Spannung der erzeugte Hochfrequenzstrom bei der von 0 bis 2000 Linien pro Qudratzentimeter geänderten Feldstärke bestimmt. Es ergibt sich, daß bei verschiedenen Frequenzen das Maximum des Hochfrequenzstromes bei verschiedenen Feldstärken auftritt. So ist zwischen 20000 und 60000 Perioden pro Sekunde das Hochfrequenzstrommaximum ungefähr der Feldstärke proportional, und zwar steigt die Feldstärke für 10000 Perioden um etwa 500 Linien pro Quadratzentimeter. Unterhalb 20000 Perioden wird der Bogen unbeständig und oberhalb 60000 Perioden ist das Magnetfeld nicht kräftig genug, um das Maximum des Hochfrequenzstromes zu erreichen.

Änderte man die Frequenz durch L und C und bestimmt den Bogengleichstrom und den zugehörigen Hochfrequenzstrom, so ergibt sich, daß unterhalb 50000 Perioden der Bogen nicht mehr wie der normale Poulsenbogen arbeitet, denn das Verhältnis vom Bogen- zum Hochfrequenzstrom wird kleiner als 1,414, wie es beim Poulsengenerator ist. Bei normaler Felderregung ist die Feldstärke für die niedrigeren Frequenzen zu groß und bewirkt so eine Abnahme des Hochfrequenzstromes.

Bei den Versuchen arbeitete der Generator, der für 15 Ampere Antennenstrom gebaut ist, auf einem geschlossenen Kreis mit etwa 14 Ohm Widerstand.

Die günstigste magnetische Feldstärke hängt ab 1. von der Frequenz, 2. von der Bogenlänge und 3. von der Molekulargeschwindigkeit des Gases, in dem der Bogen brennt.

Die Untersuchung ist am East London College durchgeführt.

Ernst Lübcke.

L. W. Austin, Empfangsmessungen im Marine-Hochfrequenz-Forschungslaboratorium in Washington. (Mitteilung der Internationalen Union für wissenschaftliche Radiotelegraphie.) Die Beobachtungen in den Tabellen wurden aufgenommen durch Vergleich des Telephonstromes, der von den Signalen herrührt, mit demjenigen, der von einer ihrer Stärke nach bekannten E.M.K. von Audiofrequenz herrührte, die an die Telephonklemmen angelegt wurde. Die Signale wurden mit Hilfe einer Antenne empfangen, die eine wirksame Höhe von 15,5 Metern (51 Fuß) hatte. Der Empfänger war von der Autodyne-Type mit induktiver Rückkopplung ohne Verstärkung. Das System wurde häufig geeicht durch Empfang schwacher Signale von bekannter Intensität vom Marinehafen in Washington und von der Marine-Flugzeugstation.

Zu derselben Zeit, wo nachmittags die Aufnahmen der Tabelle I von der U. S. R. I (International Union for Scientific Radio Telegraphy) gemacht wurden, wurden an den Vormittagen auch die in Tabelle II wiedergegebenen Messungen von Nauen, Lyon und Lafeyette gemacht. Im allgemeinen ist der Vormittag in Washington für die Messung europäischer Signale vorzuziehen und zwar wegen der Tatsache, daß dann auf der ganzen Zwischenstrecke Tageslicht herrscht. Im Sommer pflegten im allgemeinen die Signale um 10 Uhr vormittags zwei bis zehnmal stärker zu sein als um 3 Uhr nachmittags.

Daten für die Berechnung.

	Lafeyette	Lyon	Nauen
Sendestromstärke I_s . .	480 Amp.	250 Amp.	380 Amp.
Sendehöhe h_1	170 m	150 m	150 m
Wellenlänge λ	23400 m	15 000 m	12 500 m
Entfernung d	6 160 km	6 460 km	6 650 km
ε^{-Ad}	0,148	0,081	0,059
Empfangswiderstand R	94 Ohm	56 Ohm	54 Ohm

Tabelle I.

Von $9^h\,30'$ bis $11^h\,30'$ vormittags Washingtoner Zeit.

Datum	Lafayette		Lyon		Nauen	
	Hörbarkeit	Volt/Meter	Hörbarkeit	Volt/Meter	Hörbarkeit	Volt/Meter
Febr. 17.	....	....	215	$19{,}0 \cdot 10^{-6}$	470	$41{,}0 \cdot 10^{-6}$
18.	....	....	172	15,0	385	34,0
20.	640	$75{,}0 \cdot 10^{-6}$	215	19,0	430	38,0
21.	....	....	300	26,5	....	....
23.	470	55,0	260	23,0	385	34,0
24.	430	50,0	....	....	430	38,0
25.	385	45,0	215	19,0	300	26,5
27.	568	65,0	172	15,0	260	22,5
28.	515	60,0	215	19,0	300	26,5
März 1.	515	60,0	260	23,0	430	38,0
2.	470	55,0	215	19,0	340	30,0
3.	493	58,0	172	15,0	300	26,5
4.	430	50,0	172	15,0	300	26,5
6.	515	60,0	260	23,0	385	34,0
7.	430	50,0	....	....	260	22,5
8.	600	70,0	300	26,5	385	34,0
9.	770	90,0	260	23,0	430	38,0
10.	770	90,0	215	19,0	430	38,0
11.	568	65,0	....	....	300	26,5
13.	430	50,0	260	23,0	340	30,0
14.	515	60,0	260	23,0	385	34,0
15.	600	70,0	215	19,0	340	30,0
16.	640	75,0	260	23,0	385	34,0
17.	640	75,0	....	....	515	45,0
18.	568	65,0	215	19,0	300	26,5
20.	385	45,0	....	....	....	....
21.	430	50,0	130	11,5	260	22,5
22.	568	65,0	260	23,0	340	30,0
23.	600	70,0	340	30,0	515	45,0
24.	770	90,0	340	30,0	560	49,0
25.	430	50,0	300	26,5	385	34,0
27.	515	60,0	215	19,0	300	26,5
28.	....	....	260	23,0	385	34,0
29.	600	70,0	385	34,0	770	68,0
30.	568	65,0	260	23,0	385	34,0
31.	470	55,0	....	....	90	7,8
Durchschnitt:	542	$63{,}0 \cdot 10^{-6}$	244	$21{,}5 \cdot 10^{-6}$	375	$33{,}1 \cdot 10^{-6}$

Tabelle II.

3^h nachmittags Washingtoner Zeit.

Datum	Lafayette U.R.S.I.		Lyon		Nauen	
	Hörbarkeit	Volt/Meter	Hörbarkeit	Volt/Meter	Hörbarkeit	Volt/Meter
Febr. 17.	470	$55{,}0 \cdot 10^{-6}$	172	$15{,}0 \cdot 10^{-6}$	430	$38{,}0 \cdot 10^{-6}$
18.	730	85,0	....	....	....	....
20.	685	80,0	260	23,0	340	30,0
21.	515	60,0	....	....	....	....
23.	470	55,0	....	....	....	....
24.	515	60,0	....	....	....	....
25.	568	65,0	215	19,0	....	....
27.	470	55,0	....	....	....	....
28.	430	50,0	....	....	....	....
März 1.	515	60,0	....	....	....	....
2.	568	65,0	....	....	....	....
3.	430	50,0	215	19,0	300	26,5
4.	340	40,0	....	....	....	....
6.	470	55,0	172	15,0	300	26,5
7.	385	45,0	....	....	....	....
8.	730	85,0	260	23,0	385	34,0
9.	430	50,0	....	....	....	....
10.	730	85,0	260	23,0	340	30,0
11.	515	60,0	....	....	....	....
13.	470	55,0	215	19,0	340	30,0
14.	470	55,0	....	....	....	....
15.	385	45,0	215	19,0	430	38,0
16.	515	60,0	215	19,0	300	26,5
17.	600	70,0	130	11,5	215	19,0
18.	730	85,0	....	....	....	....
20.	515	75,0	....	....	....	....
21.	470	55,0	215	19,0	300	26,5
22.	430	50,0	215	19,0	300	26,5
23.	470	55,0	....	....	....	....
24.	430	50,0	260	23,0	430	38,0
27.	470	55,0	215	19,0	340	30,0
28.	300	35,0	215	19,0	300	26,5
29.	340	40,0	....	....	340	30,0
30.	770	90,0	....	....	....	....
31.	340	40,0	....	....	150	13,0
Durchschnitt:	505	$59{,}3 \cdot 10^{-6}$	215	$19{,}0 \cdot 10^{-6}$	326	$28{,}8 \cdot 10^{-6}$

Elektrische Feldintensität

$$E\,(\text{berechnet}) = 120\,\pi \frac{I_s h_1}{\lambda d} e^{\frac{-0{,}0000475\,d}{\sqrt{\lambda}}}$$

(in Volt, Meter, Ampere, Ohm)

$$E\,(\text{beobachtet}) = \frac{B I_t \sqrt{R}}{h_2}.$$

I_t = Telephonstrom
B = Konstante = 180 für unseren Apparat
h_2 = wirksame Höhe = 15,5 m.

Zusammenfassung: Die Signalstärke wurde unter Benutzung eines Autodyne-Empfängers gemessen durch Vergleich des Telephonstromes mit demjenigen, der durch Anlegen einer E.M.K. von Audiofrequenz und bekannter Stärke erzeugt wurde. Die Signale aus Bordeaux, Lyon und Nauen wurden während der Monate Februar und März 1922 gemessen und zwar gegen 10 Uhr vormittags und 3 Uhr nachmittags. Die Ergebnisse werden in Tabellenform wiedergegeben.

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Schwingungserzeugung.

D.R.P. 365605. Dr. Erich F. Huth G.m.b.H. in Berlin. Patentiert vom 23. 3. 19 ab, ausgegeben am 18. 12. 22. Schaltungsanordnung zum Erzeugen elektrischer Schwingungen mittels Glühkathodenröhren. Das Wesen der Anordnung besteht darin, daß die erzeugten Schwingungen die Temperatur der Glühkathode beeinflussen, bzw. die Energiezufuhr zu dem Kathodendraht ändern. Dies geschieht in der Weise, daß die beeinflussenden Schwingungen dem Glühstromkreis der Kathode zugeführt werden.

D.R.P. 365606. Siemens & Halske, Akt.-Ges. in Siemensstadt bei Berlin. Patentiert vom 29. 7. 21 ab, ausgegeben am 19. 12. 22. Erregerschaltung für Prüf- und Meßzwecke. Die Schaltung besteht aus einem Schwingungserzeuger und einem Verstärker; zwecks Kompensation der von der Frequenz abhängigen Amplitudenschwankungen im Schwingungserzeuger ist der Gitterkreis des Verstärkers über geeignete Impedanzen mit dem Schwingungserzeuger gekoppelt. Von dem Patentsucher ist als der Erfinder angegeben worden Arthur Clausing in Charlottenburg.

D.R.P. 366267. Société Française Radio-Électrique in Paris. Patentiert vom 16. 6. 20 ab, ausgegeben am 2. 1. 23. Schaltungsanordnung zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen, bei der die Speisung der Anodenkreise zweier Glühkathodenröhren durch eine Wechselstromquelle erfolgt. Das Wesen der Erfindung besteht darin, daß die Wechselstromquelle einen Autotransformator speist, der mit

seiner Mitte an beiden Kathoden und mit je einem seiner Enden an eine der Anoden der zwei Kathodenröhren angelegt ist; bezweckt wird hierdurch, eine vollkommen symmetrische Schaltung zu erzielen. Die Wechselstromquelle soll dabei Tonfrequenz besitzen und es soll ein Schalter vorgesehen sein, durch den je nach seiner Stellung beide oder nur eine Halbwelle der Wechselstromfrequenz gleichgerichtet werden zwecks Erzielung zweier verschiedener Töne mit derselben Schaltung.

D.R.P. 366459. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 10. 9. 19 ab, ausgegeben am 6. 1. 23. Einrichtung zur Erzeugung von Hochfrequenz durch mehrphasigen Wechselstrom und Kathodenröhren. Das Wesen der Erfindung besteht darin, daß die höheren harmonischen Wechselströme der Maschinenfrequenz dadurch von dem Hochfrequenzschwingungskreis ferngehalten werden, daß der Maschinenstrom außerhalb des Schwingungskreises zu den Röhren geführt wird, während die hochfrequenten Röhrenströme in an sich bekannter Weise über Kondensatoren dem Schwingungskreis zugeführt werden. Die Schaltung ist derart, daß der Mittelpunkt der Mehrphasenquelle direkt mit den Kathoden verbunden wird, während die hochfrequenten Ströme durch in Stern geschaltete Kondensatoren dem Schwingungskreis zugeführt werden. Diese Kondensatoren sollen dabei so bemeseen sein, daß sie die Grundwelle der Wechselstromquelle verstärken bzw. die höheren Harmonischen der Quelle bzw. der pulsierenden Gleichstromspannung wesentlich schwächen.

D.R.P. 363086. C. Lorenz, Akt.-Ges. in Berlin-Tempelhof. Patentiert vom 26. 6. 20 ab, ausgegeben am 4. 11. 22. Elektrodenhalter für Lichtbogengeneratoren zur Erzeugung hochfrequenter elektrischer Schwingungen. Der oder die Elektrodenhalter sind hohl ausgebildet und dienen zur Aufnahme mehrerer hintereinander lagernder Elektroden; sämtliche im Innern der Halter lagernden Elektroden werden beim Einführen einer neuen um genau eine Elektrodenlänge weiter geschoben. Die Kohlenelektroden werden mittels eines im Handgriff des Halters befindlichen ausziehbaren Einsatzes in den zweckmäßig zylindrisch ausgebildeten Halter eingeführt. Der Elektrodenhalter ist im Innern mit einem federnden Anschlag versehen, durch welche die zuletzt eingeführte Elektrode beim Ausziehen des Einsatzes festgehalten wird, so daß der Einsatz leer zurückgezogen wird und in diesen eine neue Elektrode eingelegt werden kann. Bei Verwendung von Kohleelektroden für beide Pole ist auch der Halter der Gegenelektrode zur Aufnahme mehrerer Elektroden ausgebildet; dabei nimmt der Halter für die Gegenelektrode die Kohle des ersten Halters derart auf, daß die erste

Kohle zur Hälfte in den zweiten Elektrodenhalter eingeschoben wird und infolgedessen mit ihrer unbenutzten Rückseite als Elektrode dient. Die Lagerung der Halter ist mit einem regulierbaren federnden Anschlag versehen, durch welchen der Abstand zwischen den beiden an der Brennstelle sich gegenüberliegenden Elektroden hergestellt wird.

D.R.P. 363199. Bingwerke, vorm. Gebr. Bing, A.-G. in Nürnberg Patentiert vom 26. 6. 21 ab, ausgegeben am 6. 11. 22. Einrichtung zur feinen Regelung des Abstandes oder Berührungsdruckes, insbesondere bei Funkenstreckenelektroden und Detektoren. Die Abstandsänderung erfolgt durch Drehung eines federnden, um einen Drehpunkt beweglichen Armes, der nahezu die Form eines Kreisbogens hat, so daß große Winkeldrehungen nur kleine Abstands- oder Druckänderungen zur Folge haben. Bei einer Funkenstrecke, insbesondere für Spielzeugapparate der drahtlosen Telegraphie, z. B. sollen die Elektroden der Funkenstrecke selbst hörnerartig gebogen und drehbar angeordnet werden. Es kann aber auch ein hörnerartiger Arm auf einen federnden Träger für eine Funkenelektrode oder einen Detektorkontakt einwirken.

D.R.P. 364511. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 3. 4. 19 ab, ausgegeben am 25. 11. 22. Ruhender Frequenzumformer, insbesondere für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie. Als magnetisches Material sollen Heuslersche Legierungen verwendet werden. Solche Legierungen, die z. B. aus 14,25 % Mangan, 10,15 % Aluminium und 75,6 % Kupfer bestehen, besitzen bei geringen Induktionen einen verhältnismäßig hohen Sättigungsgrad. Infolgedessen kann man das Volumen des Legierungsmaterials bei ein und demselben Flux wesentlich vergrößern und hierdurch die Verluste pro Volumeneinheit herabsetzen.

Senderschaltungen. Telephonieschaltungen.

D.R.P. 365607. Bell Telephone Manufacturing Company, Société Anonyme in Antwerpen. Patentiert vom 12. 9. 20 ab, ausgegeben am 18. 12. 22. Unionspriorität 29. 9. 19 Vereinigte Staaten von Amerika. Zusatz zu D.R.P. 361966 vgl. Jb. **21**, S. 54. Verfahren zur Übertragung von Tönen vermittelst elektrischer Wellen nach D.R.P. 361966, bei welchem eine Hochfrequenzträgerwelle im Rhythmus mit einer Signalgebung gesteuert und der nicht beeinflußte Teil der Hochfrequenzträgerwelle unterdrückt wird. Das Wesen der Anordnung besteht darin, daß die Anoden (13, 14, siehe Fig. 1) zweier Elektronenröhren (9, 10) leitend miteinander verbunden sind und der Arbeitsstromkreis von einem gemeinsamen Punkt (22) zwischen den beiden

Anoden und einem gemeinsamen Punkt zwischen den beiden Kathoden abzweigt. Die Eingangskreise der beiden Röhren sind dabei an die Hochfrequenzstromquelle in Gegenschaltung angeschlossen, während die

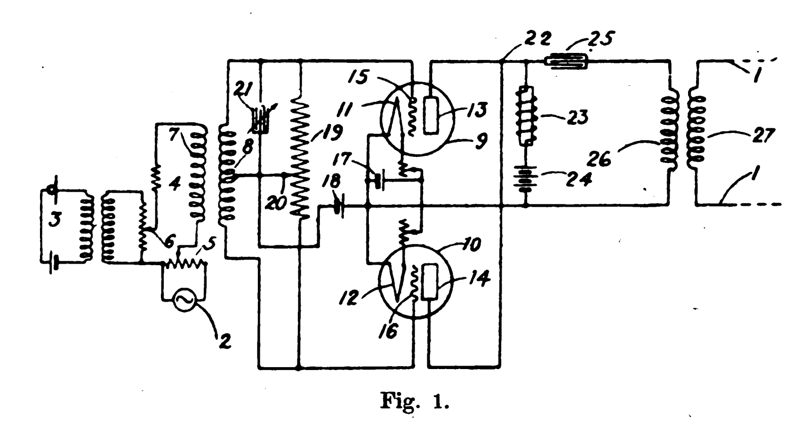


Fig. 1.

Ausgangskreise der Röhren parallel geschaltet sind und einen gemeinsamen Stromweg (25, 26) außerhalb der Röhren enthalten, der sich zwischen den beiden Anoden und den beiden Kathoden erstreckt, wobei dieser Stromweg Anordnungen zwecks Kopplung mit einem Arbeits-

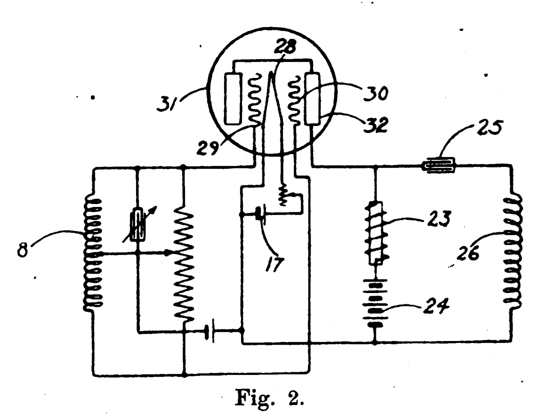


Fig. 2.

stromkreis enthält. Die Summe der Anodenströme der beiden Röhren und damit die Stromstärke in einer Spulenanordnung bleibt dabei konstant, solange keine Signalgebung erfolgt, während bei der Signalgebung infolge des nicht geradlinigen Verlaufs der Charakteristiken der beiden Röhren diese Stromstärke im Rhythmus einer durch die Signalgebung

beeinflußten Hochfrequenz schwankt, so daß die Übertragung der Signale nach dem Nutzkreis erfolgt. Anstelle zweier Röhren (Fig. 1) kann auch, wie in Fig. 2 dargestellt ist, eine einzige Röhre Verwendung finden.

D.R.P. 363087. Georges Armand Beauvais in Paris. Patentiert vom 24. 3. 21 ab, ausgegeben am 4. 11. 22. Unionspriorität 14. 12. 17 Frankreich. Einrichtung zur Änderung der Amplitude von durch Vakuumröhren mit drei Elektroden erzeugten elektrischen Schwingungen. Die Erfindung bezieht sich auf solche Telephonieschaltungen, bei dem in den Gitterkreis des Erzeugersystems ein Widerstand eingeschaltet ist, an dessen Klemmen durch einen Mikrophonstromkreis Spannungsänderungen hervorgerufen werden. Das Wesen der Erfindung besteht darin, daß ein Verstärker zwischen den Mikrophonstromkreis und die Klemmen des Widerstandes eingeschaltet ist.

Tastschaltungen.

D.R.P. 363200. Marconi's Wireless Telegraph Company Ltd. in London. Patentiert vom 22. 12. 20 ab, ausgegeben am 6. 11. 22. Unionspriorität 31. 1. 20 Großbritannien. Sender für drahtlose Telegraphie, bei welchen der zur Kopplung mit dem Antennenkreise notwendige Teil der Gesamtselbstinduktion des Primär- bzw. des Antennenkreises oder beider räumlich getrennt von dem jeweils verbleibenden Teil der Selbstinduktion der entsprechenden Kreise angeordnet ist. Das Wesen der Erfindung besteht darin, daß nur die getrennt angeordneten Teile der Selbstinduktion die Kopplung bewirken und zum Zwecke der Signalgebung durch Tasten kurzgeschlossen werden, so daß beim Tasten die Energie in der Antenne vom Werte Null aus gesteuert wird.

D.R.P. 363201. Marconi's Wireless Telegraph Company Ltd. in London, Patentiert vom 22. 12. 20 ab, ausgegeben am 6. 11. 22. Unionspriorität 31. 1. 20 Großbritannien. Radiosender. Der Speisekreis eines Röhrensenders ist mit einem Widerstandselement versehen, das zum Zwecke der Signalgebung durch eine Taste kurzgeschlossen werden kann, wobei der Wert des Widerstandselementes so gewählt ist, daß die von dem Sender erzeugte Schwingung niemals ganz aussetzen kann.

Literaturverzeichnis.

Französische Bücher und Artikel über Radiotelegraphie und -Telephonie.

Von **Eugen Nesper.**

a) Französische Radiobücher.[1])

J. Brun, Manuel de radiotélégraphie appliquée, à l'usage des électriciens, mécaniciens, monteurs et opérateurs radiotélégraphistes. 1 vol. gr. in-8° br. (430 S., 325 fig.) 30 fr.

H. de Graffigny, Les électro-aimants et les bobines d'induction. Leurs principes. Pièces constitutives. Construction et applications des appareils. 1 vol. in-12° br. (199 S., 166 fig.). 6 fr.

E. Branger, Manuel pratique de télégraphie et téléphonie sans fil. Description. Construction. Installation des appareils. 1 vol. in-8° br. (148 S. 72 fig.) 6 fr.

Anonym, La réception par téléphonie sans fil des prévisions météorologiques. Instruction pratique sur la construction et le montage des appareils de T. S. F. à galène. 1 br. in-8°. (46 S., 41 fig.) 2 fr.

F. Duroquier, La T. S. F. des amateurs. Manuel pour la construction et l'utilisation des appareils récepteurs de télégraphie sans fil, par ondes amorties et par ondes entretenues. 3e édit., 1 vol. in-12 br. (338 S., 345 fig.) 10 fr.

P. Tavenaux, Un poste de réception à une lampe détecteur-amplificateur-hétérodyne pour moyennes et grandes longueurs d'onde. 1 broc. in-8° (20 S. 11 fig.). 2,50 fr.

C. Toché, La radiotéléphonie. 1 vol. in-4° br. (98 S., 44 fig.). 10 fr.

Anonym, Radiogrammes météorologiques d'intérêt général émis par les postes de T. S. F. de la France et de l'Afrique du Nord française. Liste des émissions et tableaux de déchiffrement. 1 broch. in-8° (48 S., 160 tabl.). 4 fr.

E. Branly, La télégraphie sans fil. 1 vol. in-12 cart. (165 S, 68 fig.). 4 fr.

Anonym, Graphique des émissions régulières de T. S. F. télégraphie et téléphonie sans fil. Radio-concerts. 1 folio 95 × 55 plié sous couverture. 3 fr.

J. Brun, T. S. F. et téléphone sans fil chez soi. 1 broch. in-8° (48 S., 25 fig.). 3,50 fr.

A. Clavier, Les Ondes courtes. Emission. Réception. Description, construction et installation des appareils. 1 broch. in-8° (46 S., 32 fig.). 4 fr.

b) Aus der französischen Zeitschriftenschau.

Ct Jullien et le **Cne Clavel,** Etude économique comparée de divers systèmes d'émission de T. S. F. (Annales des P. T. T. 1922, N° 1). 4,50 fr.

L. Jacquot, Radiotéléphonie Dupleix. (12 fig.) (T. S. F. mod. 19, 20 et 21.) 7,50 fr.

M. Adam, Construction d'un amplificateur à transformateurs pour haute fréquenee. (7 fig.) (Radio-élect. Tome III N° 1.) 3 fr.

V. Candie, Les transformateurs de mesure. Leur emploi, leur construction. (19 fig.) (Rev. génér. élect., Tome XI, N° 6.) 3 fr.

J. Roussel, L'état actuel de la téléphonie sans fil. (17 fig.) (Nature 2505-6.) 2 fr.

M. Guéritot, Etude sur le problème de la télémécanique par T. S. F. (3 fig.) (Onde élect. N° 3.) 3 fr.

J. Marchand, Les derniers perfectionnements de la téléphonie sans fil. (19 fig.) (Science et Vie, N° 61). 3 fr.

---

1) Libraire: Emile Dobritz, 42 Boulevard Pasteur, Paris 15.

L. Jullien, La téléphonie sans fil au poste de la tour Eiffel (8 fig.), par Comment dois-je construire mon cadre? (10 fig.) (Onde élect. N° 4.) 3 fr. (Radio-Revue N° 2). 2,50 fr.
E. Belin, Radiotéléphotographie, transatlantique de textes et de dessins. (7 fig.) (Onde élect. N° 5.) 3 fr.
L. Brillouin, Les amplificateurs à résistances. Théorie de l'amplification. Propriétés des lampes amplificatrices. Effet d'une résistance dans le circuit de plaque. (6 fig.) (T. S. F. mod., N° 22.) 2,50 fr.
Anonym. La radiotable. (3 fig.) (Nature 2514.) 1 fr.
Anonym, Accumulateurs pour T. S. F. (2 fig.) (Nature 2513.) 1 fr.
G. Aubert, Piles et accumulateurs économiques pour le chauffage du filament. (3 fig.) (T. S. F. moderne.) 2,50 fr.
Andry-Bourgeois, Radiotélégraphie et radiotéléphonie par rayons infrarouges. (2 fig.) (L'électricien.) 2 fr.
Anonym, Réception de la téléphonie sans fil sans amplificateurs. (2 fig.) (L'électricien.) 4 fr.
G. Malgorne et **M. Adam,** Le centre radioélectrique de Sainte-Assise. (10 fig.) (R. G. E.) 3 fr.
L. Peltier, Réception des ondes entretenues au moyen de la lampe à 3 électrodes utilisée uniquement avec une bobine d'accord, sans aucun transformateur spécial. (2 fig.) (La Nature.) 1 fr.
Anonym, Montage du détecteur électrolytique sans potentiomètre. (7 fig.) (La Nature.) 1 fr.
J. Roussel, Les appareils haut-parleurs et leurs application à la télégraphie et à la téléphonie sans fil. (17 fig.) (La Nature.) 1 fr.
R. Jouaust, Essai des lampes d'émission de moyenne puissance au laboratoire de l'Etablissement central du Matériel de la Radiotélégraphie militaire. (3 fig.) (L'onde électrique.) 3 fr.
L. Jullien, La T. S. F. au poste de la Tour Eiffel. (10 fig.) (Ondeélect.) 3 fr.
A. Givelet, Comment recevoir l'Amérique avec une seule lampe. (5 fig.) (Radio-Revue.) 2,50 fr.
M. Guierre, Antennes horizontales, basses, souterraines ou immergées. (9 fig.) (Radioélect. 1 n°). 3 fr.
L. Brillouin, Les amplificateurs à résistance. Les accrochages d'oscillations entretenues. Les montages autodynes. Dispositifs expérimentaux et appareils définitifs. (8 fig.) (T. S. F. moderne 1 n°.) 2,50 fr.
R. E. Lacault, Quelques tuyaux pratiques pour la transmission en téléphonie et ondes entretenues sur petites longueurs d'ondes. (7 fig.) (T. S. F. mod. 1 n°.) 2,50 fr.
J. Roussel, Les Super-amplificateurs. Leur théorie générale et leur pratique. Découvertes et procédés d'Armstrong. (8 fig.) (T. S. F. mod. 2 n^os^.) 5 fr.
J. de Mare, Lampes à 4 électrodes. (10 fig.) (T. S. F. mod. 1 n°.) 2,50 fr.
G. Malgorn, Les tubes à vide. (16 fig.) (Vie tech. 1 n°.) 4 fr.
E. Marec, La téléphonie sans fil. (24 fig.) (Ouvrier mod. 1 n°.) 3 fr.
J. Boyer, Le poste de T. S. F. de Saint-Assises. (11 fig.) (La nature.) 1 fr.
E. H. Armstrong, La super-réaction. (14 fig.) (L'onde élect. 1 n°.) 3 fr.
J. Quinet, Les selfs et leur couplage. Caractéristiques. Calculs. Utilisation. (11 fig.) (Radio-revue 1 n°.) 2,50 fr.
M. Vaqué, La super-régénération. Un nouveau perfectionnement du récepteur Armstrong à réaction. (7 fig.) (Radio-revue 1 n°.) 2,50 fr.

Kurze Mitteilungen.

(Beiträge aus dem Leserkreis erbeten.)

Funkausstellung in Genf 1923: Es soll während des April in Genf eine Ausstellung für Funktelegraphie und -telephonie stattfinden.

Funkverkehr Transradio Ende März 1923: Der Funkverkehr über Transradio hatte in diesen Tagen eine bisher unerreichte Höchstleistung zu verzeichnen. 51159 Telegrammwörter wurden an einem der letzten Tage übermittelt: davon im Verkehr mit New-York allein über 35000.

Funkwesen in Italien. Wie uns berichtet wird, ist das Staatsmonopol, das in Italien bisher das Funkwesen umfaßt, aufgehoben worden, so daß die Benutzung von Radioempfangsapparaten nun endgültig freigegeben ist.

Eine Bestätigung der Nachricht und Einzelheiten über die Regelung des Funkwesens in Italien fehlen noch. Es bestehen die Möglichkeiten, daß sowohl das Geben wie das Empfangen bis zu einem bestimmten Wellenbereich ganz freigegeben wird, wie das in den Vereinigten Staaten der Fall ist, oder aber daß nur das Empfangen in bestimmten Grenzen zugelassen wird. Das letztere ist z. B. in England für kleine Apparate gegen Zahlung einer geringen Lizenzgebühr gestattet. Diese Einrichtung erleichtert besonders den sogenannten Amateurrundspruch, die radiotelephonische Übermittlung von Vorträgen, Konzerten usw. Die in der letzten Zeit in den verschiedenen Staaten durchgeführten oder noch bevorstehenden gesetzgeberischen Regelungen auf diesem Gebiete werden auch für die endgültige Ordnung des Funkwesens in Deutschland nicht ohne Einwirkung bleiben können. Deutsche Allgemeine Zeitung v. 4. 3. 23.

Funkstationen in Grönland. Das Netz von Funkstationen, das bereits ringsum in der nördlichen Eisregion vorhanden ist, wird demnächst eine wesentliche Erweiterung erfahren, da die dänische Regierung an der grönländischen Westküste vier drahtlose Stationen errichten lassen wird. Angebote von den leitenden Firmen auf dem Gebiete der Funkentelegraphie sind bereits eingefordert worden. Die Stationen erhalten ihren Platz in Godhavn auf der Diskoinsel, wo sich eine dänische naturwissenschaftliche Station befindet, sowie in Godthaab, Julianehaab und Angmagsalik an der südlichen Ostküste. Damit kommen fast alle bewohnten Teile von Grönland miteinander sowie mit Europa in Verbindung. Weitere große Bedeutung haben die Stationen für die Wetteransage und die Schiffahrt in den nordatlantischen Meeresteilen, da im Westen die meteorologischen Veränderungen vor sich gehen, die die Witterung in Nordeuropa beeinflussen. Deutsche Allgemeine Zeitung v. 11. 3. 23.

Funkverkehr Deutschland—Ägypten. Zwischen den Großfunkstellen Eilvese und Abu-Zabal in Ägypten ist ein unmittelbarer Funkverkehr aufgenommen worden. Über diese Verbindung werden gewöhnliche, dringende und LC-Telegramme zwischen Deutschland und Ägypten, Palästina, Syrien, Libanon, Abessinien, Erythrea und Italienisch-Somaliland geleitet. Die Telegramme, die den Vermerk „via Transradio“ zu tragen haben, sind billiger als die auf dem Kabelweg. Berliner Tageblatt v. 25. 3. 23.

Das britische Reichsfunknetz. Vor kurzem gab der englische Premierminister eine Erklärung über das im Ausbau begriffene britische Reichsfunknetz ab. Es wurde erklärt, die Regierung werde im Interesse der nationalen Sicherheit in England eine Großfunkstelle errichten und betreiben, die imstande sein solle, mit allen Dominions unmittelbar zu verkehren und sowohl staatliche wie private Funksprüche zu befördern. Ferner erklärte der Premierminister, es bestände neuerdings kein Grund mehr, Privatunternehmen von der Beteiligung am Ausbau des britischen Reichsfunknetzes auszuschließen. Die Regierung habe sich daher entschlossen, Lizenzen zur Errichtung von Funkstellen in England, die dem Verkehr mit den Dominions, den englischen Kolonien und dem Ausland dienen sollen, unter der Bedingung staatlicher Aufsicht und betriebssicherer Anlage und Bedienung zu erteilen. Die Errichtung der staatlichen Großfunkstelle soll so bald als möglich erfolgen.

Deutsche Allgemeine Zeitung v. 8. 4. 23.

Die Redaktion.

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Band 21. Mai 1923. Heft 5.

Inhalt.

	Seite
H. Busch, Theorie der Beverage-Antenne. I. (Mit 12 Figuren im Text)	290
A. Hund, Eine Methode für die Bestimmung sehr hoher Maximalspannungen irgendeiner Frequenz. (Mit 2 Figuren im Text)	312
R. Rosenberger, Über Fluchtlinientafeln und ihre Anwendung in der Hochfrequenztechnik. (Mit 2 Figuren im Text und 5 Tafeln)	315
L. Bergmann, Ein einfaches elektrostatisches Relais für den drahtlosen Empfang. (Mit 3 Figuren im Text)	319
E. Quäck, Die Transradio-Betriebszentrale. (Schluß.) (Mit 20 Figuren im Text)	313
A. A. Robb, Über eine graphische Lösung einer Klasse von Differentialgleichungen, die in der drahtlosen Telegraphie auftreten. (Mit 4 Figuren im Text)	343
Referate:	
K. Heegener (Selbstreferat), Über elektrisch und magnetisch gekoppelte, durch Elektronenröhren erregte Schwingungskreise	353
R. Mesny (E. Lübcke), Erzeugung mehrphasiger Hochfrequenzschwingungen mit Elektronen. (Mit 1 Figur im Text)	358
L. L. Nettleton (E. Lücke), Characteristics of a Short Whave Oscillator at Very Low Pressures. (Mit 1 Figur im Text)	359
E. V. Appleton und Balth. van der Pol jun. (E. Lübcke), On the Form of Free Triode Vibrations. (Mit 5 Figuren im Text)	361
E. Kohlhauer, Bericht der englischen Kommission für drahtlose Telegraphie	364
Patentschau: (H. Eales): Empfangsanordnungen	366
Bücherbesprechungen:	
G. Keinath (E. Nesper), Die Technik der elektrischen Meßgeräte	372
Berichtigung	372

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an *Dr. E. Nesper, Berlin-Friedenau, Trägerstr. 2 I*, zu senden.

Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen.

Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn Berlin W. 10, Genthinerstraße 39*, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Theorie der Beverage-Antenne. I.

Von **Hans Busch.**

1. Unter der in der Überschrift genannten Bezeichnung ist in der letzten Zeit in Amerika eine neue Art von Empfangsantennen in Aufnahme gekommen, die von den bisherigen Arten wesentlich abweicht. Aus der darüber bisher veröffentlichten kurzen Notiz[1]) ist zu entnehmen, daß diese Antenne aus einem in Richtung der ankommenden Signale in verhältnismäßig geringer Höhe über dem Erdboden (4 m) ausgespannten Drahte besteht, dessen Länge größer als die der aufzunehmenden Welle (etwa 1,5 λ bis 2 λ) ist. Der Draht ist an dem der Sendestation zugewandten Ende direkt, am anderen Ende über die Empfangsapparatur geerdet. Die Wirkungsweise dieser Antenne wird von Coursey folgendermaßen erklärt: Wird die Antenne durch eine elektromagnetische Welle erregt, so treten an ihr fortschreitende Drahtwellen auf, die sich, wie aus der Theorie solcher Drahtwellen bekannt ist, mit einer Geschwindigkeit fortpflanzen, die sehr angenähert gleich der Lichtgeschwindigkeit (im allgemeinen etwas kleiner), d. h. gleich der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der ankommenden Wellen ist. Gelangen diese Wellen an das Ende der Leitung, so werden sie im allgemeinen reflektiert; die reflektierten Wellen erzeugen durch Interferenz mit den ankommenden stehende Wellen, die wegen der Notwendigkeit, den Empfangsapparat in einen Strombauch zu verlegen, die Länge der gewöhnlichen Horizontalantenne, je nachdem das andere Antennenende offen oder geerdet ist, auf $\frac{1}{4}$ bzw. $\frac{1}{2}$ Wellenlänge begrenzen.

Wesentlich für die Beverage-Antenne ist nun, daß die Reflexion der Wellen verhindert wird. Der Erfinder sucht das dadurch zu erreichen, daß er am Empfangsende einen komplexen Widerstand $\mathfrak{Z}_2$ einschaltet, den er so groß wählt, wie er nach der Theorie der Niederfrequenzfernsprechleitungen (Kabeltheorie) sein muß, damit keine Reflexion auftritt, nämlich gleich der Charakteristik oder dem komplexen Widerstand $\mathfrak{Z}$ der unendlich langen Leitung, für den die Kabeltheorie den Wert

$$\mathfrak{Z} = \sqrt{\frac{L}{C}} \tag{1}$$

liefert. Es wird dadurch der Vorteil erstrebt, daß die Phase des Stromes sich infolge des Fortfalls der durch die Reflexion erzeugten stehenden Wellen mit der gleichen Geschwindigkeit längs der Leitung fortpflanzt wie

1) Ph. R. Coursey, Wireless World 10, S. 33, 1922.

die von der einfallenden Welle erzeugte Spannung, und daher der Strom längs der ganzen Antenne in Phase mit der Spannung ist, so daß jede Stelle der Antenne der ankommenden Welle Energie entzieht, auch wenn die Antennenlänge ein Mehrfaches der Wellenlänge beträgt.

2. Es soll nun im folgenden theoretisch untersucht werden, wie sich eine solche Antenne (Fig. 1) unter dem Einfluß einer ankommenden

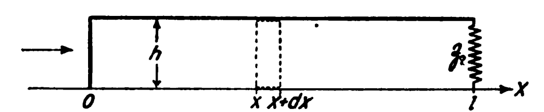


Fig. 1. Schematischer Aufriß der Beverage-Antenne.

Welle verhält. Die Erde soll dabei als unendlich gut leitend angenommen werden. Als Anfangspunkt der Antenne ($x = 0$) nehmen wir das der Sendestation zugewandte geerdete Ende.

Bezeichnungen:

x = Entfernung eines Antennenpunktes vom Anfang;
V = Potentialdifferenz eines Antennenpunktes gegen Erde;
J = Strom in der Antenne (abhängig von x);
R = Widerstand
L = Selbstinduktion
C = Kapazität
A = Ableitung } pro cm Antennenlänge;
c = Lichtgeschwindigkeit;
λ = Wellenlänge der ankommenden Welle (im Vakuum);
$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ = Kreisfrequenz der ankommenden Welle (im Vakuum);
h = Antennenhöhe;
$j = \sqrt{-1}$ = imaginäre Einheit.

Es ergibt sich von selbst, daß die Rechnung sich eng an die Gedankengänge der Kabeltheorie anschließen und deren Ergebnisse vielfach benutzen wird. Wir geben deshalb zunächst einen kurzen Abriß dieser Theorie, d. h. die Aufstellung der Kabelgleichung und ihre Lösung, damit wir später darauf zurückgreifen können.

Die Kabeltheorie beschränkt sich auf den Fall, daß die Querdimensionen der Leitung, hier also die Höhe h der Antenne über dem Erdboden, sehr klein gegenüber der Wellenlänge der betrachteten

Schwingungen sind. Unter dieser Voraussetzung braucht man nicht auf die strengen Feldgleichungen zurückzugehen, sondern kommt mit denselben einfachen Hilfsmitteln wie bei quasistationären Vorgängen, nämlich den Kirchhoffschen Regeln, aus. Die Anwendung der ersten dieser Regeln ($\Sigma J = 0$) ergibt:

Der Unterschied des Stromes an den Stellen x und $x + dx$ muß gleich dem infolge der Kapazität und der Ableitung längs der Zwischenstrecke dx zur Erde abfließenden Zweigstrom sein:

$$J_x - J_{x+dx} = V(A + j\omega C)\,dx \tag{2}$$

oder

$$\frac{dJ}{dx} = -V(A + j\omega C)\,. \tag{2a}$$

Die zweite Kirchhoffsche Regel (Umlaufspannung $= 0$) lautet, auf das in Fig. 1 punktierte Reckteck von der Breite dx und der Höhe h angewandt:

$$J(R + j\omega L)\,dx + V_{x+dx} - V_x = 0 \tag{3}$$

oder

$$\frac{dV}{dx} = -J(R + j\omega L)\,. \tag{3a}$$

Differentiation von (3a) und Einsetzung des Wertes von $\dfrac{dJ}{dx}$ aus (2a) ergibt die bekannte Kabel- oder Telegraphengleichung:

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = (R + j\omega L)(A + j\omega C)\cdot V \tag{4}$$

oder, mit

$$(R + j\omega L)(A + j\omega C) = -\gamma^2 \tag{5}$$

$$\gamma = \alpha - j\beta = \omega\sqrt{LC}\cdot\sqrt{\left(1 - j\frac{R}{\omega L}\right)\left(1 - j\frac{A}{\omega C}\right)}: \tag{5a}$$

$$\frac{d^2 V}{dx^2} + \gamma^2 V = 0\,. \tag{4a}$$

Die allgemeine Lösung dieser Differentialgleichung lautet:

$$V = P e^{j\gamma x} + Q e^{-j\gamma x}, \tag{6}$$

worin die Integrationskonstanten P und Q aus den Bedingungen am Anfang und Ende des Kabels zu bestimmen sind.

Die Lösung (6) stellt bekanntlich fortschreitende Wellen dar, die sich mit der „komplexen" Geschwindigkeit $\dfrac{\omega}{\gamma}$, d. h. mit der reellen Geschwindigkeit

$$v = \frac{\omega}{\alpha} \quad . \tag{7}$$

und der räumlichen Dämpfung β längs der Leitung fortpflanzen; die Wellenlänge auf dem Draht ist

$$\lambda' = \frac{2\pi}{\alpha} .$$

Dabei entspricht der erste Term $P e^{j\gamma x}$ den in Richtung $-x$ (nach rückwärts), der zweite $Q e^{-j\gamma x}$ den in Richtung $+x$ (nach vorwärts) wandernden Wellen.

Spezialisieren wir uns auf die unendlich lange Leitung, so muß der erste Term verschwinden, weil dessen Amplitude sonst für $x = \infty$ unendlich groß sein müßte; also wird $P = 0$ und

$$V = Q e^{-j\gamma x} . \tag{6a}$$

Für den Strom ergibt sich dann aus Gl. (3a):

$$J = -\frac{dV}{dx}\frac{1}{R + j\omega L} = Q e^{-j\gamma x}\frac{j\gamma}{R + j\omega L}$$
$$= V\sqrt{\frac{A + j\omega C}{R + j\omega L}} .$$

Das Verhältnis von Spannung und Strom ist also längs der ganzen Leitung konstant und gleich

$$\mathfrak{Z} = \frac{V}{J} = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{A + j\omega C}} = \sqrt{\frac{L}{C}} \cdot \sqrt{\frac{1 - j\dfrac{R}{\omega L}}{1 - j\dfrac{A}{\omega C}}} . \tag{9}$$

$\mathfrak{Z}$ ist der komplexe Widerstand oder die „Charakteristik" der unendlich langen Leitung. Ein eine Leitung von endlicher Länge abschließender komplexer Widerstand von der Größe $\mathfrak{Z}$ wirkt daher wie eine Verlängerung der Leitung ins Unendliche, verhindert also das Auftreten der Reflexion.

Die Ausdrücke für γ und $\mathfrak{Z}$ vereinfachen sich dadurch, daß $\frac{R}{\omega L}$ und $\frac{A}{\omega C}$ bei uns stets so klein sind, daß ihre Quadrate gegen 1 verschwinden.[1]) Wir können daher für $\mathfrak{Z}$ schreiben:

1) Z. B. ist bei der von den Amerikanern beschriebenen Anordnung unter ungünstigen Annahmen (massiver Kupferdraht von 2 mm Durch-

$$\mathfrak{Z} = \sqrt{\frac{L}{C}} \cdot \left(1 - j\tfrac{1}{2}\left[\frac{R}{\omega L} - \frac{A}{\omega C}\right]\right) \tag{9a}$$

ein Ausdruck, der sich von dem bereits oben durch Gl. (1) gegebenen

$$\mathfrak{Z} = \sqrt{\frac{L}{C}} \tag{1}$$

nur um einige Promille unterscheidet.

Für γ ergibt sich die Näherungsformel:

$$\gamma = \alpha - j\beta = \omega\sqrt{LC} \cdot \left(1 - j\tfrac{1}{2}\left[\frac{R}{\omega L} + \frac{A}{\omega C}\right]\right) \tag{5b}$$

also

$$\left.\begin{aligned} \alpha &= \omega\sqrt{LC} \\ \beta &= \frac{\alpha}{2}\left(\frac{R}{\omega L} + \frac{A}{\omega C}\right) = \sqrt{LC} \cdot \tfrac{1}{2}\left(\frac{R}{L} + \frac{A}{C}\right) \\ &= \tfrac{1}{2}\left(R\sqrt{\frac{C}{L}} + A\sqrt{\frac{L}{C}}\right). \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

Aus α berechnet sich die Wellengeschwindigkeit zu

$$v = \frac{\omega}{\alpha} = \frac{1}{\sqrt{LC}} \tag{8b}$$

genau bis auf Glieder 2. Ordnung in $\frac{R}{\omega L}$ und $\frac{A}{\omega C}$, d. h. bis auf einige Hunderttausendstel.

Besteht die Leitung aus einem frei in Luft in der Höhe h über dem Boden gespannten unmagnetischen Draht von kreisförmigem Querschnitt und dem Radius r, so wird nach bekannten Formeln

$$L = 2\ln\frac{2h}{r}$$

$$C = \frac{1}{2c^2\ln\frac{2h}{r}}$$

---

messer, 4 m über dem Boden, $\lambda = 200$ m, also $\omega \approx 10^7$, $L = 16{,}5$ cm, Gleichstromwiderstand pro cm $R_0 = 5{,}4 \cdot 10^4$ C.G.S.) unter Berücksichtigung des Skineffektes:

$$\frac{R}{\omega L} \approx \frac{1}{L}\sqrt{\frac{R_0}{2\omega}} = 0{,}003\,.$$

$\frac{A}{\omega C}$ wird etwa von der gleichen Größenordnung sein.

also
$$v = \frac{1}{\sqrt{L\,C}} = c = \text{Lichtgeschwindigkeit}; \qquad (11)$$

und die „Charakteristik“, falls man von den Widerständen absieht

$$\mathfrak{Z}_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} = 2\,c \ln \frac{2\,h}{r} \text{ elektromagn. Einheiten.} \qquad (12)$$

$$= 2 \cdot 3 \cdot 10^{10} \cdot 10^{-9} \ln \frac{2\,h}{r} = 60 \ln \frac{2\,h}{r} \text{ Ohm.} \qquad (12\text{a})$$

Soweit die Ergebnisse der Kabeltheorie.

3. Wir gehen jetzt zu unserem eigentlichen Problem über und nehmen nunmehr an, daß unsere Horizontalantenne (Fig. 1) durch eine von links her kommende elektromagnetische Welle, die sich in Richtung der positiven x-Achse fortpflanze, erregt wird. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit setzen wir der Lichtgeschwindigkeit c gleich, sehen also von etwaigen Einflüssen des Erdwiderstandes auf die Wellengeschwindigkeit, die immer sehr gering sind, ab. Die Welle nehmen wir als eben und homogen an, vernachlässigen also die Abnahme der Intensität im Laufe der Ausbreitung. Die elektrische Feldstärke sei senkrecht zum Erdboden gerichtet, sie ist unter diesen Voraussetzungen gegeben durch den Ausdruck

$$\mathfrak{E} = \mathfrak{E}_0\, e^{j\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)}$$

oder, wenn wir, der abgekürzten komplexen Schreibweise entsprechend, den Faktor $e^{j\omega t}$ weglassen:

$$\mathfrak{E} = \mathfrak{E}_0\, e^{-j\frac{\omega}{c}x} = \mathfrak{E}_0\, e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}x}. \qquad (13)$$

Die von dieser Welle in jedem Punkte der Antenne erzeugten Spannungen kommen zu den bisher betrachteten Spannungen hinzu, die rechte Seite der die zweiten Kirchhoffsche Regel zum Ausdruck bringenden Gleichung (3) ist daher jetzt nicht mehr Null, sondern gleich der von der Welle induzierten elektromotorischen Kraft, und diese ist gleich der von der Welle längs des punktierten Rechtecks erzeugten Umlaufspannung

$$\int \mathfrak{E}\, d\,s = (\mathfrak{E} \cdot h)_x - (\mathfrak{E} \cdot h)_{x+dx} = -\,h \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial x}\, d\,x$$
$$= +\,h\,\mathfrak{E}_0\, j \frac{2\pi}{\lambda}\, e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}x} \cdot d\,x.$$

Gl. (3a) lautet demnach nunmehr:

$$\frac{dV}{dx} = - J(R + j\omega L) + h\,\mathfrak{E}_0\, j\,\frac{2\pi}{\lambda}\, e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}x} \tag{14}$$

und Gl. (4a) entsprechend:

$$\left.\begin{aligned} \frac{d^2 V}{dx^2} + \gamma^2 V = h\,\mathfrak{E}_0 \frac{4\pi^2}{\lambda^2} e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}x} = E e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}x} \\ \text{mit} \qquad E = h\,\mathfrak{E}_0 \frac{4\pi^2}{\lambda^2}. \end{aligned}\right\} \tag{15}$$

Diese „inhomogene" Differentialgleichung wird in bekannter Weise integriert, indem man zunächst ein partikuläres Integral sucht:

$$V = V_0\, e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}x}; \qquad \frac{d^2 V}{dx^2} = - \frac{4\pi^2}{\lambda^2} V_0\, e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}x}.$$

Einsetzung in Gl. (15) ergibt:

$$V_0 \left(\gamma^2 - \frac{4\pi^2}{\lambda^2}\right) e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}x} = E e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}x}$$

also

$$V_0 = \frac{E}{\gamma^2 - \frac{4\pi^2}{\lambda^2}} \tag{16a}$$

und

$$V = \frac{E}{\gamma^2 - \frac{4\pi^2}{\lambda^2}}\, e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}x}. \tag{16}$$

Die allgemeine Lösung ergibt sich dann durch Addition dieser partikulären Lösung und der Lösung der „homogenen" Gleichung (4a), die durch Gleichung (6) gegeben ist. Die allgemeine Lösung lautet also:

$$V = V_0 \cdot e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}x} + Q e^{-j\gamma x} + P e^{j\gamma x}. \tag{17}$$

Die Lösung stellt 3 übereinandergelagerte fortschreitende Wellen dar: der erste Term $V_0\, e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}x}$ entspricht einer mit Lichtgeschwindigkeit in der Richtung der positiven x-Achse fortschreitenden Welle, während die den beiden anderen Termen entsprechenden Wellen mit der Eigengeschwindigkeit v der Drahtwellen wandern, und zwar $Q e^{-j\gamma x}$ in Richtung der positiven x-Achse, $P e^{j\gamma x}$ in entgegengesetzter Richtung;

letztere ist also die reflektierte Welle. Die Amplituden der beiden letzteren Wellen Q und P sind Integrationskonstanten und aus den Grenzbedingungen für Drahtanfang und -Ende zu bestimmen.

Erstere Bedingung lautet wegen der Erdung des Anfangs der Antenne:

$$\text{für} \quad x = 0 \qquad \text{soll} \quad V = 0 \tag{18}$$

sein, also

$$V_0 + Q + P = 0$$

oder

$$Q = -V_0 - P. \tag{18a}$$

Dies in Gl. (17) eingesetzt, ergibt:

$$V = V_0 \left(e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}x} - e^{-j\gamma x}\right) + P\left(e^{j\gamma x} - e^{-j\gamma x}\right)$$

oder

$$V = \frac{E}{\gamma^2 - \frac{4\pi^2}{\lambda^2}} \left(e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}x} - e^{-j\gamma x}\right) + 2j\,P \sin \gamma x, \tag{19}$$

d. h. zwei mit den Geschwindigkeiten c und v in Richtung wachsender x fortschreitende Wellen, die am Drahtanfang gleiche Amplitude und entgegengesetzte Phase haben, und darüber gelagerte stehende Wellen, deren Amplitude gleich der doppelten Amplitude P der reflektierten Welle ist, und deren Knotenlage bestimmt ist durch die Bedingung $x\gamma = \pi n$, oder da γ angenähert $= \frac{2\pi}{\lambda'}$ ist:

$$x \approx \frac{\lambda'}{2} \cdot n; \qquad n = 0,\ 1,\ 2 \cdots \tag{20}$$

4. Wir betrachten zunächst den von Beverage angestrebten Fall, daß die reflektierte Welle verschwindet; dann wird

$$V = V_1 = \frac{E}{\gamma^2 - \frac{4\pi^2}{\lambda^2}} \left(e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}x} - e^{-j\gamma x}\right). \tag{21}$$

Nun ist

$$e^{-j\varphi} - e^{-j\psi} = e^{-j\frac{\varphi+\psi}{2}}\left(e^{j\frac{\psi-\varphi}{2}} - e^{-j\frac{\psi-\varphi}{2}}\right)$$
$$= e^{-j\frac{\varphi+\psi}{2}}\, 2j \sin\frac{\psi-\varphi}{2},$$

so daß wir Gl. (21) auch schreiben können:

$$V_1 = \frac{2jE}{\gamma^2 - \frac{4\pi^2}{\lambda^2}} \sin\left(\gamma - \frac{2\pi}{\lambda}\right)\frac{x}{2}\, e^{-j\left(\gamma + \frac{2\pi}{\lambda}\right)\frac{x}{2}}, \tag{21a}$$

eine Form, die zeigt, wie durch Interferenz der beiden durch Gl. (21) dargestellten fortschreitenden Wellen eine Art von stehenden Wellen zustande kommt, wenigstens dann, wenn das Argument des Sinus vorwiegend reell, d. h. der reelle Teil α von γ erheblich von $\frac{2\pi}{\lambda}$ verschieden ist. Nun ist aber, wie wir oben sahen, wegen der sehr annähernd gleichen Fortpflanzungsgeschwindigkeit von Draht- und Luftwellen im allgemeinen α sehr nahe gleich $\frac{2\pi}{\lambda}$, so daß der reelle Teil des Argumentes des Sinus sehr klein wird. Anderseits ist, wie oben ausgeführt, auch der imaginäre Teil $-j\beta\frac{x}{2}$ klein, weil die Dämpfung klein ist. Unter diesen Voraussetzungen, charakterisiert durch die Bedingung:

$$\left|\left(\gamma - \frac{2\pi}{\lambda}\right)\frac{l}{2}\right| \ll 1 \tag{22}$$

(l ist die gesamte Antennenlänge, d. h. der Maximalwert von x) können wir statt des Sinus sein Argument setzen und erhalten so als Näherungsformel für den Fall sehr nahe gleicher Fortpflanzungsgeschwindigkeiten v und c und kleiner Dämpfung β:

$$V_1 = \frac{jEx}{\gamma + \frac{2\pi}{\lambda}}\, e^{-j\left(\gamma + \frac{2\pi}{\lambda}\right)\frac{x}{2}}, \tag{23}$$

eine Formel, die bis auf Glieder 2. Ordnung in $\left(\gamma - \frac{2\pi}{\lambda}\right)\frac{x}{2}$ genau ist. Setzen wir noch:

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} + \delta, \quad \text{also} \quad \gamma = \frac{2\pi}{\lambda} + \delta - j\beta,$$

so läßt sich Formel (23) schreiben:

$$V_1 = \frac{jEx}{2\cdot\frac{2\pi}{\lambda} + \delta - j\beta}\, e^{-j\left(\frac{2\pi}{\lambda} + \frac{\delta}{2}\right)x} \cdot e^{-\beta\frac{x}{2}} \tag{23a}$$

oder, wenn man auch die Glieder 1. Ordnung vernachlässigt:

$$V_1 = \frac{j\,E\,x}{2\cdot\frac{2\pi}{\lambda}}\,e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}x} = j\,\frac{h\,\mathfrak{E}_0}{2}\cdot\frac{2\pi}{\lambda}\cdot x\cdot e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}x}\,. \tag{23b}$$

Für die Effektivspannung ergibt sich daraus:

$$V_{1\,\mathrm{eff.}} = \frac{|V_1|}{\sqrt{2}} = \frac{h\,\mathfrak{E}_0}{2\sqrt{2}}\cdot\frac{2\pi x}{\lambda} = \frac{h\,\mathfrak{E}_{\mathrm{eff.}}}{2}\cdot\frac{2\pi x}{\lambda} \tag{24}$$

oder mit Berücksichtigung der Glieder 1. Ordnung:

$$V_{1\,\mathrm{eff.}} = \frac{h\,\mathfrak{E}_{\mathrm{eff.}}}{2}\cdot\frac{2\pi x}{\lambda}\cdot e^{-\frac{\beta x}{2}} \doteq \frac{h\,\mathfrak{E}_{\mathrm{eff.}}}{2}\cdot\frac{2\pi x}{\lambda}\left(1-\frac{\beta x}{2}\right). \tag{24a}$$

Falls also die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Drahtwellen annähernd gleich der Lichtgeschwindigkeit, ihre Dämpfung vernachlässigbar klein ist und keine Reflexion am Ende eintritt, wächst die Spannung proportional der Entfernung x vom Anfangspunkte; Berücksichtigung der Dämpfung ergibt nach Gl. (24a) ein etwas langsameres Anwachsen.

5. Ehe wir die Bedingung dafür aufstellen, daß am Leitungsende keine Reflexion eintritt, wollen wir zunächst die Rechnung verallgemeinern auf den Fall, daß der Anfang der Antenne nicht direkt, sondern über einen beliebigen komplexen Widerstand $\mathfrak{Z}_1$ geerdet ist. Dann tritt an Stelle von Gl. (18) die Anfangsbedingung:

$$\text{für} \quad x = 0 \quad \text{soll} \quad V = -J\cdot\mathfrak{Z}_1 \quad \text{oder} \quad V + J\,\mathfrak{Z}_1 = 0 \tag{25}$$

sein. Der Strom ergibt sich aus Gl. (14) zu:

$$J = \frac{1}{R + j\,\omega L}\left\{j\,h\,\mathfrak{E}_0\,\frac{2\pi}{\lambda}\,e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}x} - \frac{dV}{dx}\right\}$$

oder wegen Gl. (15) und Gl. (16a)

$$J = \frac{1}{R + j\,\omega L}\left\{j\,V_0\,\frac{\lambda}{2\pi}\left(\gamma^2 - \frac{4\pi^2}{\lambda}\right)e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}x} - \frac{dV}{dx}\right\}.$$

Für $\frac{dV}{dx}$ erhalten wir aus Gl. (17):

$$\frac{dV}{dx} = -j\,\gamma\left\{V_0\,\frac{1}{\gamma}\,\frac{2\pi}{\lambda}\,e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}x} + Q\,e^{-j\gamma x} - P\,e^{j\gamma x}\right\}.$$

Damit ergibt sich für den Strom J, da nach Gl. (9):

$$\frac{j\,\gamma}{R + j\,\omega L} = \frac{1}{\mathfrak{Z}}$$

ist:

$$J = \frac{1}{\mathfrak{Z}}\left\{\frac{1}{\gamma}\,\frac{\lambda}{2\pi}\,V_0\,e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}x}\left[\gamma^2 - \frac{4\pi^2}{\lambda^2} + \frac{4\pi^2}{\lambda^2}\right] + Q\,e^{-j\gamma x} - P\,e^{j\gamma x}\right\}$$
$$= \frac{1}{\mathfrak{Z}}\left\{\gamma\,\frac{\lambda}{2\pi}\,V_0\,e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}x} + Q\,e^{-j\gamma x} - P\,e^{j\gamma x}\right\}. \tag{26}$$

Einsetzung von V aus Gl. (17) und J aus (26) in die Grenzbedingung (25) ergibt:

$$V_0\left(1 + \frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}}\gamma\,\frac{\lambda}{2\pi}\right) + Q\left(1 + \frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}}\right) + P\left(1 - \frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}}\right) = 0 \tag{27}$$

$$Q = -V_0\,\frac{1 + \frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}}\gamma\frac{\lambda}{2\pi}}{1 + \frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}}} - P\,\frac{1 - \frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}}}{1 + \frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}}}$$

oder:

$$Q = -V_0 - V_0\,\frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z} + \mathfrak{Z}_1}\,\frac{\lambda}{2\pi}\left(\gamma - \frac{2\pi}{\lambda}\right) - P\,\frac{\mathfrak{Z} - \mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z} + \mathfrak{Z}_1}. \tag{27a}$$

Durch Einsetzung dieses Wertes in Gl. (17) finden wir für die Spannung:

$$V = V_0\left(e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}x} - e^{-j\gamma x}\right) - V_0\,\frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z} + \mathfrak{Z}_1}\,\frac{\lambda}{2\pi}\left(\gamma - \frac{2\pi}{\lambda}\right)e^{-j\gamma x}$$
$$+ \frac{P}{\mathfrak{Z} + \mathfrak{Z}_1}\left[(\mathfrak{Z} + \mathfrak{Z}_1)\,e^{j\gamma x} - (\mathfrak{Z} - \mathfrak{Z}_1)\,e^{-j\gamma x}\right]$$
$$= V_1 - \frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z} + \mathfrak{Z}_1}\,\frac{E\frac{\lambda}{2\pi}}{\gamma + \frac{2\pi}{\lambda}}\,e^{-j\gamma x}$$
$$+ 2P\left[\frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z} + \mathfrak{Z}_1}\cos\gamma x + j\,\frac{\mathfrak{Z}}{\mathfrak{Z} + \mathfrak{Z}_1}\sin\gamma x\right], \tag{28}$$

worin V_1 die durch Gl. (21) bzw. (21a) bestimmte Spannung bei Erdung des Anfangspunktes und Abwesenheit der Reflexion am Ende bedeutet.

Setzen wir für V_1 den Näherungswert (23b) und beschränken uns auf den Fall, daß am Ende keine Reflexion stattfindet, so erhalten wir:

$$V = \frac{E\,e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}x}}{\gamma + \frac{2\pi}{\lambda}}\left[j\,x - \frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z} + \mathfrak{Z}_1}\,\frac{\lambda}{2\pi}\right] = V_1\left(1 + j\,\frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z} + \mathfrak{Z}_1}\,\frac{\lambda}{2\pi x}\right). \tag{29}$$

und für die Effektivspannung, falls $\mathfrak{Z}_1$ reell ist:

$$V_{\text{eff.}} = V_{1\,\text{eff.}} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z} + \mathfrak{Z}_1} \; \frac{\lambda}{2\pi x}\right)^2}, \tag{29a}$$

Es kommt also jetzt zu der oben erhaltenen Spannungsverteilung V_1, deren Amplitude proportional x war, noch eine Spannung konstanter Amplitude hinzu, die gegen V_1 eine konstante Phasendifferenz von $\frac{\pi}{2}$ besitzt. Die gesamte Spannungsamplitude wird dadurch nur bei kleinem x, d. h. in der Nähe des Antennenanfangs wesentlich geändert; bei größerem x, insbesondere am Endpunkte der Antenne ($x = l$), ist der Einfluß gering, und zwar, wie Gl. (29a) zeigt, selbst in dem ungünstigen Falle $\mathfrak{Z}_1 = \infty$ (Anfangspunkt isoliert)[1]) nur von der Größenordnung 1 %, falls die Antennenlänge l von der Größenordnung der Wellenlänge λ ist.

Es zeigt sich also, daß für die Endspannung, auf die es allein ankommt, die Schaltung des Anfangspunktes der Antenne ganz unerheblich ist; ob der Anfang direkt oder durch einen Widerstand oder überhaupt nicht geerdet ist, immer erhält man angenähert die gleiche Endspannung.

6. Wir wollen nun untersuchen, welches die Bedingung dafür ist, daß am Leitungsende keine Reflexion eintritt, und zwar gleich für den allgemeinen Fall eines beliebigen Anfangswiderstandes $\mathfrak{Z}_1$. Wir haben dazu die Amplitude P der reflektierten Welle aus der Grenzbedingung für das Leitungsende zu berechnen und festzustellen, wie diese Grenzbedingung lauten muß, damit $P = 0$ wird. Ist $\mathfrak{Z}_2$ der komplexe Widerstand, über den die Leitung am Ende geerdet ist (also des Empfangsapparates, gegebenenfalls mit Zusatzwiderstand), so lautet die Grenzbedingung:

$$\text{für} \quad x = l \quad \text{soll} \quad V = J \cdot \mathfrak{Z}_2 \quad \text{oder} \quad V - J \cdot \mathfrak{Z}_2 = 0 \tag{30}$$

sein, oder, mit Einsetzung von V aus Gl. (17) und J aus (26):

$$V_0 \left(1 - \frac{\mathfrak{Z}_2}{\mathfrak{Z}} \gamma \frac{\lambda}{2\pi}\right) e^{-j\frac{2\pi}{\lambda} l} + Q\left(1 - \frac{\mathfrak{Z}_2}{\mathfrak{Z}}\right) e^{-j\gamma l} + P\left(1 + \frac{\mathfrak{Z}_2}{\mathfrak{Z}}\right) e^{j\gamma l} = 0. \tag{31}$$

1) Dies ist nicht der ungünstigste Fall; der tritt vielmehr dann ein, wenn $\mathfrak{Z}_1$ rein imaginär und dem Betrage nach gleich $\mathfrak{Z}$ ist. Dann hat $j \frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z} + \mathfrak{Z}_1} \cdot \frac{\lambda}{2\pi x}$ eine reelle Komponente von der Größe $\frac{1}{2} \frac{\lambda}{2\pi x}$, so daß die Amplitude im Verhältnis $1 \pm \frac{1}{2} \frac{\lambda}{2\pi x}$ geändert wird. Im Falle $\lambda \approx l$ macht das für die Endspannung $\pm$ 8 %, also immer noch recht wenig aus.



Setzen wir in dieser Gleichung, sowie in der Anfangsbedingung (27) $P = 0$, bringen die Glieder mit Q auf die rechte Seite und dividieren die beiden so erhaltenen Gleichungen zwecks Elimination von Q durcheinander, so erhalten wir für $\mathfrak{Z}_2$ die Gleichung:

$$\frac{1+\frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}}\gamma\frac{\lambda}{2\pi}}{1-\frac{\mathfrak{Z}_2}{\mathfrak{Z}}\gamma\frac{\lambda}{2\pi}}\, e^{j\frac{2\pi}{\lambda}l} = \frac{1+\frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}}}{1-\frac{\mathfrak{Z}_2}{\mathfrak{Z}}}\, e^{j\gamma l}$$

oder:

$$\left(1-\frac{\mathfrak{Z}_2}{\mathfrak{Z}}\right)\left(1+\frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}}\gamma\frac{\lambda}{2\pi}\right) e^{-j\left(\gamma-\frac{2\pi}{\lambda}\right)\frac{l}{2}} =$$
$$\left(1+\frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}}\right)\left(1-\frac{\mathfrak{Z}_2}{\mathfrak{Z}}\gamma\frac{\lambda}{2\pi}\right) e^{j\left(\gamma-\frac{2\pi}{\lambda}\right)\frac{l}{2}}.$$

Auflösung nach $\mathfrak{Z}_2$ ergibt:

$$\frac{\mathfrak{Z}_2}{\mathfrak{Z}_1} = \frac{\left(1+\frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}}\right) e^{j\left(\gamma-\frac{2\pi}{\lambda}\right)\frac{l}{2}} - \left(1+\frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}}\gamma\frac{\lambda}{2\pi}\right) e^{-j\left(\gamma-\frac{2\pi}{\lambda}\right)\frac{l}{2}}}{\gamma\frac{\lambda}{2\pi}\left(1+\frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}}\right) e^{j\left(\gamma-\frac{2\pi}{\lambda}\right)\frac{l}{2}} - \left(1+\frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}}\gamma\frac{\lambda}{2\pi}\right) e^{-j\left(\gamma-\frac{2\pi}{\lambda}\right)\frac{l}{2}}}$$

$$= \frac{\left(1+\frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}}\gamma\frac{\lambda}{2\pi}\right) 2j\sin\left(\gamma-\frac{2\pi}{\lambda}\right)\frac{l}{2} - \frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}}\frac{\lambda}{2\pi}\left(\gamma-\frac{2\pi}{\lambda}\right) e^{j\left(\gamma-\frac{2\pi}{\lambda}\right)\frac{l}{2}}}{\left(1+\frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}}\gamma\frac{\lambda}{2\pi}\right) 2j\sin\left(\gamma-\frac{2\pi}{\lambda}\right)\frac{l}{2} + \frac{\lambda}{2\pi}\left(\gamma-\frac{2\pi}{\lambda}\right) e^{j\left(\gamma-\frac{2\pi}{\lambda}\right)\frac{l}{2}}}$$

$$\frac{\mathfrak{Z}_2}{\mathfrak{Z}} = \frac{1+j\frac{\lambda}{2\pi l}\,\frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}+\mathfrak{Z}_1\gamma\frac{\lambda}{2\pi}}\,\frac{\left(\gamma-\frac{2\pi}{\lambda}\right)\frac{l}{2}}{\sin\left(\gamma-\frac{2\pi}{\lambda}\right)\frac{l}{2}}\, e^{j\left(\gamma-\frac{2\pi}{\lambda}\right)\frac{l}{2}},}{1-j\frac{\lambda}{2\pi l}\,\frac{\mathfrak{Z}}{\mathfrak{Z}+\mathfrak{Z}_1\gamma\frac{\lambda}{2\pi}}\,\frac{\left(\gamma-\frac{2\pi}{\lambda}\right)\frac{l}{2}}{\sin\left(\gamma-\frac{2\pi}{\lambda}\right)\frac{l}{2}}\, e^{j\left(\gamma-\frac{2\pi}{\lambda}\right)\frac{l}{2}}} \tag{32}$$

oder falls Gl. (22)

$$\left|\left(\gamma-\frac{2\pi}{\lambda}\right)\frac{l}{2}\right| \ll 1$$

erfüllt ist, angenähert:

$$\mathfrak{Z}_2 = \mathfrak{Z}\,\frac{1 + j\,\dfrac{\lambda}{2\pi l}\,\dfrac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}+\mathfrak{Z}_1}}{1 - j\,\dfrac{\lambda}{2\pi l}\,\dfrac{\mathfrak{Z}}{\mathfrak{Z}+\mathfrak{Z}_1}} \tag{32a}$$

als Bedingungsgleichung, der $\mathfrak{Z}_2$ genügen muß, damit keine Reflexion eintritt. Insbesondere ergibt sich in den beiden Grenzfällen:

a) direkte Erdung des Anfangspunktes ($\mathfrak{Z}_1 = 0$):

$$\mathfrak{Z}_2 = \frac{\mathfrak{Z}}{1 - j\,\dfrac{\lambda}{2\pi l}}; \tag{32b}$$

b) Anfangspunkt offen ($\mathfrak{Z}_1 = \infty$):

$$\mathfrak{Z}_2 = \mathfrak{Z}\left(1 + j\,\frac{\lambda}{2\pi l}\right). \tag{32c}$$

Bei beliebigen $\mathfrak{Z}_1$ muß $\mathfrak{Z}$ zwischen diesen beiden Grenzen liegen. Die Grenzen sind nur wenig voneinander verschieden; sie unterscheiden sich nur durch den Faktor $\left(1 + \frac{\lambda^2}{4\pi^2 l^2}\right)$, d. h. um weniger als $2^1/_2$ Prozent, falls l mindestens gleich λ ist; wir können daher mit dieser Annäherung die beiden Gleichungen (32b) und (32c) auch als Näherungsformeln für $\mathfrak{Z}_2$ ansehen, woraus folgt, daß die Bedingung für $\mathfrak{Z}_2$ angenähert unabhängig von $\mathfrak{Z}_1$ ist. Wir haben so das bemerkenswerte Ergebnis gefunden, daß in unserem Falle (Erregung der Leitung durch Raumwellen auf der ganzen Länge) die Bedingung für das Verschwinden der reflektierten Welle eine wesentlich andere ist als in dem von der Kabeltheorie behandelten Falle (Erregung der Leitung nur am Anfange), wo die Bedingung einfach lautete: $\mathfrak{Z}_2 = \mathfrak{Z}$. Dieser Unterschied wird dadurch verständlich, daß in unserem Falle jedes Leitungselement, da in ihm Energie gewonnen, nicht vernichtet wird, sich so verhalten muß, als ob es einen negativen Widerstand $- R'$ hätte, so daß die wahre Charakteristik der Leitung nach Gl. (9a) angenähert durch

$$\mathfrak{Z}' = \sqrt{\frac{L}{C}}\left(1 + j\,\frac{R'}{2\omega L}\right)$$

gegeben ist. Dieser wahren Charakteristik muß $\mathfrak{Z}_2$ gleich gemacht werden, wenn keine Reflexion eintreten soll; man erhält so, wie man sieht, in der Tat für $\mathfrak{Z}_2$ eine ähnliche Bedingung wie Gl. (32c).

Das vom Erfinder der Beverage-Antenne angegebene Mittel, die

Reflexion der Wellen dadurch zu verhindern, daß man $\mathfrak{Z}_2 = \mathfrak{Z}$ macht, ist also unvollkommen; bei solcher Einstellung wird immer noch eine reflektierte Welle auftreten, deren Amplitude aus Gl. (31) zu berechnen ist. Diese vereinfacht sich für $\mathfrak{Z}_2 = \mathfrak{Z}$ zu:

$$\frac{E}{\gamma^2 - \frac{4\pi^2}{\lambda^2}} e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}l}\left(1 - \gamma\frac{\lambda}{2\pi}\right) + 2Pe^{j\gamma l} = 0$$

oder

$$P = \frac{E e^{-j\left(\frac{2\pi}{\lambda}+\gamma\right)l}}{2\cdot\frac{2\pi}{\lambda}\left(\gamma + \frac{2\pi}{\lambda}\right)}. \tag{33}$$

Die Amplitude $2|P|$ der stehenden Wellen ist in diesem Falle also unabhängig von der Drahtlänge; ihr Einfluß auf das für die Empfangsintensität maßgebende Endpotential V_l wird daher gegen das von den fortschreitenden Wellen erzeugte Potential V_1, das ja nach Gl. (23) proportional mit der Drahtlänge wächst, um so mehr zurücktreten, je größer die Drahtlänge ist. Vergleich der beiden Amplituden ergibt nach Gl. (23):

$$2|P|:V_1 = \frac{E}{\frac{2\pi}{\lambda}\left(\gamma + \frac{2\pi}{\lambda}\right)} : \frac{E\cdot l}{\gamma + \frac{2\pi}{\lambda}}$$

$$= \frac{\lambda}{2\pi} : l = \lambda : 2\pi l.$$

Ist also die Antennenlänge ungefähr so groß wie die Wellenlänge, so beträgt die Amplitude der stehenden Wellen das $\frac{1}{2\pi}$ fache $= 16\,\%$ des Endpotentials. Dieser Einfluß kommt aber nur dann voll zur Geltung, wenn das Antennenende gerade in einen Bauch der stehenden Welle fällt, fällt es in einen Wellenknoten, so wird das Endpotential überhaupt nicht geändert. Im allgemeinen wird daher die Wirkung der stehenden Wellen auf das Endpotential, je nach dem Verhältnis der Antennenlänge zur Wellenlänge, zwischen Null und dem oben angegebenen Werte liegen; sie kann sowohl in einer Erhöhung wie in einer Erniedrigung des Endpotentials bestehen.

Wir wollen noch ermitteln, wie man den durch Gl. (32) für das Verschwinden der reflektierten Welle geforderten Komplexwiderstand $\mathfrak{Z}_2$ experimentell realisieren kann. Wir vernachlässigen wieder Dämpfung

und Geschwindigkeitsunterschied, dann gilt für $\mathfrak{Z}_2$ Gl. (32b) und $\mathfrak{Z}$ ist nach Gl. (1) reell, d. h. ein rein Ohmscher Widerstand.

Wir schreiben Gl. (32b) in der Form:

$$\frac{1}{\mathfrak{Z}_2} = \frac{1}{\mathfrak{Z}} - j\,\frac{1}{\mathfrak{Z}}\,\frac{\lambda}{2\pi l} = \frac{1}{\mathfrak{Z}} - j\,\frac{1}{\mathfrak{Z}\,l}\,\frac{c}{\omega}. \tag{32d}$$

Vergleich mit der Formel für den Komplexwiderstand $\mathfrak{R}_1$ eines Ohmschen Widerstandes R_1 mit parallelgeschalteter, annähernd widerstandsloser Selbstinduktion L_1:

$$\frac{1}{\mathfrak{R}_1} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{j\,\omega\,L_1} = \frac{1}{R_1} - j\,\frac{1}{\omega\,L_1}$$

zeigt, daß der erforderliche Komplexwiderstand $\mathfrak{Z}_1$ realisiert werden kann durch einen Ohmschen Widerstand:

$$R_1 = \mathfrak{Z} \tag{34a}$$

mit parallel geschalteter Selbstinduktion:

$$L_1 = \mathfrak{Z}\,\frac{l}{c}\,. \tag{34b}$$

Man erkennt aus den Formeln, daß die Abweichung von $\mathfrak{Z}_2$ gegen $\mathfrak{Z}$ mit zunehmender Antennenlänge immer geringer wird; solange l jedoch von der Größenordnung der Wellenlänge ist, ist die Abweichung nicht unbeträchtlich, z. B. muß nach Gl. (32d) für $l = \lambda$ durch die parallel geschaltete Selbstinduktion ein Strom fließen, der sich zu dem im Ohmschen Widerstande R_1 verhält wie 1 zu 2π, der also 16 % des letztern betragen muß.

Der durch Gl. (34a) und (34b) geforderte Widerstand R_1 und Selbstinduktion L_1 sind unabhängig von der Wellenlänge der ankommenden Schwingung. Dieser Vorteil geht verloren, wenn man, wie es auch möglich ist, den Komplexwiderstand $\mathfrak{Z}_2$, für den wir in diesem Falle die Näherungsformel (32c):

$$\mathfrak{Z}_2 = \mathfrak{Z}\left(1 + j\,\frac{\lambda}{2\pi l}\right) = \mathfrak{Z} + j\,\mathfrak{Z}\,\frac{c}{\omega\,l} \tag{32c}$$

verwenden, durch Hintereinanderschaltung von Widerstand R_2 und Selbstinduktion L_2 realisiert. Der Komplexwiderstand ist in diesem Falle:

$$\mathfrak{R}_2 = R_2 + j\,\omega\,L_2\,.$$

Vergleich ergibt:

$$R_2 \approx \mathfrak{Z}; \qquad L_2 \approx \mathfrak{Z}\,\frac{c}{l\,\omega^2}\,,$$

also in der Tat eine starke Frequenzabhängigkeit von L_2. Man wird daher im allgemeinen die erste Anordnung (Parallelschaltung) vorziehen, falls man nicht, z. B. zu Abstimmungszwecken, gerade auf eine starke Frequenzabhängigkeit der Einstellung Wert legt.

7. Wir wollen nun noch die im Empfangsapparat entwickelte Leistung berechnen, die ja für die Empfangslautstärke maßgebend ist. Diese Leistung W ist gleich dem Quadrate der Effektivspannung mal dem reellen Teile von $1/\mathfrak{Z}_2$, welcher im Falle der Einstellung auf verschwindende Reflexion nach Gl. (32c) gleich $1/\mathfrak{Z}$ ist (im Falle $\mathfrak{Z}_2 = \mathfrak{Z}$ hat er übrigens den gleichen Wert). Es wird somit

$$W = \frac{V_{\text{eff.}}^2}{\mathfrak{Z}},$$

also bei Vernachlässigung der Dämpfung nach Gl. (24)

$$W = \frac{h^2 \mathfrak{E}_{\text{eff.}}^2}{4} \cdot \frac{4\pi^2 l^2}{\lambda^2} \cdot \frac{1}{\mathfrak{Z}}. \tag{35}$$

Die Empfangsleistung bei widerstandsfreier Leitung ist danach proportional dem Quadrate der Antennenlänge und könnte nach der Formel durch Verlängerung der Antenne ins Ungemessene gesteigert werden. Das ist natürlich ein unmögliches Resultat; es liegt daran, daß wir bei Aufstellung unseres Ansatzes eine der Wirklichkeit widersprechende Voraussetzung gemacht haben, nämlich die, daß die Amplitude $\mathfrak{E}_0$ der ankommenden Raumwelle konstant, unabhängig von x ist. Dies ist in Wirklichkeit deshalb unmöglich, weil die Welle durch die Antenne selbst infolge deren Energieabsorption mit zunehmendem x geschwächt wird; die hinteren Teile der Antenne liegen gewissermaßen im Schatten der vorderen. Gl. (35) ist deshalb mit dem Vorbehalte zu verwenden, daß die Antenne nicht so lang ist, daß diese Wirkung merklich wird; von welcher Antennenlänge an dies der Fall ist, müßte erst durch eine besondere Untersuchung festgestellt werden. Man kann aber wohl annehmen, daß diese Wirkung erst dann die Empfangsleistung merklich schwächt, wenn die Antennenlänge ein großes Vielfaches der Wellenlänge beträgt, so daß man bei den praktisch verwendeten Antennenlängen mit Formel (35) rechnen kann.

Es bestätigt sich somit das in § 1 im Anschluß an Coursey durch qualitative Überlegung gewonnene Ergebnis, daß jedes Längenelement der Antenne der ankommenden Welle Energie entzieht und daher die gesamte gewonnene Energie mit zunehmender Antennenlänge dauernd wächst. Die Bedeutung der Beverage-Antenne besteht danach

darin, daß man mit ihr durch Wahl einer genügend langen Antenne der ankommenden Welle verhältnismäßig große Energiemengen entziehen kann, sehr viel mehr, als es mit einer gewöhnlichen Horizontalantenne möglich ist, bei der die Länge durch die sonst auftretenden stehenden Wellen auf höchstens $\frac{1}{4}\lambda$ beschränkt ist. Es ist aber zu beachten, daß diese günstige Wirkung an die Bedingungsgleichung (22) gebunden ist, und daß diese Bedingung an die Kleinheit von $\gamma - \frac{2\pi}{\lambda}$, d. h. die Gleichheit der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten und die Kleinheit der Dämpfung, um so größere Anforderungen stellt, je größer die Antennenlänge l ist. Nun ist zwar der Dämpfungseinfluß $\frac{\beta l}{2}$, wie eine einfache Rechnung im Anschluß an die in der Anm. zu S. 293 gegebene Überschlagsrechnung zeigt, auch bei großen Antennenlängen noch sehr gering (z. B. wird bei $l = 10\,\lambda$ mit den oben angenommenen Zahlenwerten $\frac{\beta l}{2} \approx 0{,}1$). Dagegen kann die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Drahtwellen (worauf auch Coursey[1]) hinweist) durch vergrößerte Leitungskapazität (z. B. infolge der Kapazität der die Leitung tragenden Isolatoren) merklich kleiner als die Lichtgeschwindigkeit sein. Um die günstigen Eigenschaften der Beverage-Antennen richtig auszunutzen, kommt es daher darauf an, solche zusätzlichen Leitungskapazitäten so weit als möglich zu vermeiden, z. B. durch besondere Isolatorkonstruktionen, oder aber die Fortpflanzungsgeschwindigkeit durch künstliche Mittel zu vergrößern. Man kann dies z. B. dadurch erreichen, daß man die Selbstinduktion der Leitung durch Kapazitäten, die man in regelmäßigen Abständen in die Leitung einschaltet, z. T. kompensiert, oder aber die zusätzliche Isolatorenkapazität dadurch kompensiert, daß man an den Stützpunkten die Leitung über geeignete Drosselspulen erdet. Pupin hat ja gezeigt, daß eine mit solchen diskreten Selbstinduktionen oder Kapazitäten ausgerüstete Leitung sich dann sehr annähernd wie eine Leitung mit stetig verteilter Selbstinduktion oder Kapazität verhält, wenn der Abstand der eingeschalteten Elemente klein gegen die Wellenlänge ist (Pupinsche Sinusbedingung). Man muß aber dabei den Nachteil in Kauf nehmen, daß dann die Fortpflanzungsgeschwindigkeit stark von der Wellenlänge abhängt, die erforderliche Gleichheit von v und c sich daher nur für eine einzige Welle erreichen läßt.

Wir wollen schließlich noch die von der Beverage-Antenne auf-

1) Ph. Coursey, l. c.

genommene Energie mit der Energieaufnahme einer Hochantenne vergleichen. Einsetzung des Wertes von $\mathfrak{Z}$ für den einfachen, unmagnetischen Draht aus Gl. (12) in (35) ergibt:

$$W = \frac{h^2 \mathfrak{E}_{\text{eff.}}^2}{2c \ln \frac{2h}{r}} \cdot \frac{\pi^2 l^2}{\lambda^2}. \tag{35a}$$

Berechnet man nach dem Vorgang von Rüdenberg[1]) die Größe f der „Absorptionsfläche" oder „Wirkungsfläche" der Antenne, d. h. derjenigen Fläche, durch die die gleiche Energie der ankommenden Welle fließt, wie die von der Antenne absorbierte Energie, so hat man, da der durch die Flächeneinheit tretende mittlere Energiestrom

$$\mathfrak{S} = \frac{1}{4\pi c} \mathfrak{E}_{\text{eff.}}^2$$

ist, zu setzen:

$$W = \frac{f}{4\pi c} \mathfrak{E}_{\text{eff.}}^2,$$

woraus sich f ergibt zu:

$$f = \frac{W \cdot 4\pi c}{\mathfrak{E}_{\text{eff.}}^2} = \frac{2\pi h^2}{\ln \frac{2h}{r}} \cdot \frac{\pi^2 l^2}{\lambda^2}. \tag{36}$$

Nimmt man als Form der Wirkungsfläche einen um den Antennenfußpunkt beschriebenen Halbkreis mit dem Radius ϱ, so wird $f = \frac{1}{2}\varrho^2\pi$ und

$$\varrho = \sqrt{\frac{2f}{\pi}} = \frac{2h}{\sqrt{\ln \frac{2h}{r}}} \cdot \frac{\pi l}{\lambda}. \tag{36a}$$

Nehmen wir als Zahlenwerte

$$h = 5\,\text{m} = 500\,\text{cm}$$
$$r = 1\,\text{mm} = 0{,}1\,\text{cm}$$

so wird

$$\ln \frac{2h}{r} = \ln 10000 = 9{,}21$$
$$\sqrt{\ln \frac{2h}{r}} = 3{,}04\,.$$

Für andere Zahlenwerte von h und r ändert sich diese Größe

1) R. Rüdenberg, Ann. d. Phys. (4) 25, S. 446, 1908.

wegen des Logarithmus nicht erheblich, so daß wir für die meisten praktischen Fälle

$$\frac{\pi}{\sqrt{\ln\frac{2h}{r}}} \approx 1$$

setzen können und für den Wirkungsradius angenähert erhalten

$$\varrho \approx \frac{2hl}{\lambda}. \tag{36b}$$

Zum Vergleich ziehen wir den von Rüdenberg (l. c.) berechneten Wert des Absorptionsradius einer Hochantenne bei günstigster Anordnung (Resonanz, Ohmscher Widerstand gleich Strahlungswiderstand) heran:

$$\varrho_a \approx \tfrac{1}{5}\lambda$$

Dieser Wert bezieht sich auf die gesamte absorbierte Energie; da in diesem Falle die nutzbar absorbierte Energie nur halb so groß ist (die andere Hälfte geht durch Ausstrahlung verloren), ist ϱ_a noch durch $\sqrt{2}$ zu dividieren, um einen Vergleich mit der Beverage-Antenne, bei der der Strahlungswiderstand stets verschwindend klein ist gegen den Ohmschen Widerstand, zu ermöglichen:

$$\varrho_a = 0{,}14\,\lambda = \frac{\lambda}{7{,}3}. \tag{37}$$

Vergleich der beiden Formeln (36b) und (37) zeigt, daß, während bei der Hochantenne möglichst große Wellenlänge günstig ist, in unserem Falle umgekehrt möglichst kleine Wellenlänge die größte Empfangsintensität ergibt.

Die beiden Wirkungsradien werden gleich, wenn:

$$\frac{2hl}{\lambda} = \frac{\lambda}{7{,}3}$$

oder

$$hl = \frac{\lambda^2}{14{,}6}$$

ist.

Für $\lambda = 200$ m, $h = 5$ m ergibt dies z. B.

$$l = 2{,}75\,\lambda = 550 \text{ m},$$

was sich noch gut erreichen läßt. Bei größeren Wellenlängen ist dies nicht mehr der Fall, weil wegen des quadratischen Anwachsens von $h \cdot l$ mit λ die erforderliche Antennenlänge zu groß würde. Also nur

bei kurzen Wellenlängen (von einigen hundert Metern) ist die Empfangsintensität bei der Beverage-Antenne von der gleichen Größenordnung wie diejenige einer Hochantenne; die Beverage-Antenne ist daher in erster Linie für kleine Wellenlängen geeignet und in der Tat von den Amerikanern, soweit bekannt, nur für solche verwendet worden. Das schließt natürlich nicht aus, daß man in solchen Fällen, in denen weniger die Empfangsintensität, als die Richtwirkung ausschlaggebend ist, diese Antennenart auch bei längeren Wellen mit Vorteil verwenden kann. Sie leistet dann in bezug auf Richtwirkung dasselbe wie eine Rahmenantenne, hat aber ihr gegenüber den Vorteil, daß ihre Windungsfläche, die ja für die Empfangsstärke maßgebend ist, fast beliebig groß gemacht werden kann, während man bei der Rahmenantenne hierbei wegen der Eigenschwingung bald an eine Grenze kommt.

Die im Vergleich zur Hochantenne geringe Energieaufnahme unserer Antenne bei längeren Wellen hängt offenbar damit zusammen, daß hier die von Rüdenberg (l. c.) aufgestellte Bedingung für größte Empfangsintensität:

$$\text{Nutzwiderstand} = \text{Strahlungswiderstand}$$

nicht erfüllt, vielmehr der Nutzwiderstand sehr groß gegenüber dem Strahlungswiderstand ist. Es ist deshalb von Interesse, die Energieaufnahme der Beverage-Antenne zu vergleichen mit derjenigen einer Hochantenne, bei der die Verhältnisse ebenso liegen, in die also der gleiche, gegenüber dem Strahlungswiderstande sehr große Nutzwiderstand $\mathfrak{Z}$ eingeschaltet ist. In diesem Falle wird nach Rüdenberg die Energieaufnahme der Hochantenne (Schirmantenne von der mittleren Dachhöhe H):

$$W_H = \frac{\mathfrak{E}_0^{\,2} H^2}{2\mathfrak{Z}} = \frac{\mathfrak{E}_{\text{eff.}}^{\,2} H^2}{\mathfrak{Z}},$$

während bei uns gemäß Gl. (35):

$$W = \frac{\pi^2 l^2}{\lambda^2} \frac{\mathfrak{E}_{\text{eff.}} h^2}{\mathfrak{Z}}$$

ist. Bei gleichem Nutzwiderstand leistet also die Beverage-Antenne ebensoviel wie eine auf Resonanz abgestimmte Schirmantenne von gleicher Höhe ($H = h$), falls die Länge der Beverage-Antenne gleich dem πten Teil der Wellenlänge ist; falls dagegen die Länge der Beverage-Antenne ebenso groß wie die Wellenlänge ist, leistet sie soviel wie eine Schirmantenne von πfacher Höhe.

8. Die Ergebnisse der Theorie lassen sich wie folgt zusammenfassen:

1. Bei einer Horizontalantenne wächst, wenn die Reflexion der Wellen am Ende durch einen geeigneten Endwiderstand verhindert wird, die Spannungsamplitude annähernd proportional der Entfernung vom Anfangspunkt, vorausgesetzt, daß die Dämpfung klein und die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Drahtwellen gleich der Lichtgeschwindigkeit ist.

2. Unter den gleichen Voraussetzungen ist bei einer Antenne, deren Länge von gleicher Größenordnung oder größer als die Wellenlänge ist, die Spannungsamplitude am Antennenende praktisch fast unabhängig von der Schaltung des Antennenanfangs.

3. Die Bedingung dafür, daß keine Reflexion der Wellen am Antennenende eintritt, ist nicht die der Kabeltheorie, daß der Endwiderstand $\mathfrak{Z}_2$ gleich der Charakteristik $\mathfrak{Z}$ der unendlich langen Leitung ist, vielmehr muß $\mathfrak{Z}_2$ noch eine von dem Verhältnis der Wellenlänge zur Antennenlänge abhängige induktive Komponente enthalten.

4. Die von der Beverage-Antenne den ankommenden Wellen entzogene Energie ist proportional dem Quadrate der Antennenlänge, umgekehrt proportional dem Quadrate der Wellenlänge und bei kurzen Wellen von der Größenordnung der von einer Hochantenne aufgenommenen Energie.

In einem zweiten Teile soll das Verhalten der Beverage-Antenne bei Einfall der Welle aus beliebiger Richtung untersucht und die dabei auftretenden eigentümlichen Richtwirkungen besprochen werden.

Zusatz bei der Korrektur: Während der Drucklegung erhielt der Verfasser durch die Freundlichkeit der Herren Dr. Esau und Dr. v. Korshenewsky Kenntnis von einer kurzen Arbeit von J. Bethenod („Théorie de la réception sur antenne horizontale de grande longueur“, Radioélectricité 4, S. 30, 1923), welche den gleichen Gegenstand behandelt und auch von den gleichen Ansätzen ausgeht. Das Ergebnis ist aber von dem unsrigen gänzlich verschieden; die Endformel für die Endspannung lautet nämlich (mit unseren Bezeichnungen):

$$V_{\text{eff.}} = A \cdot l \frac{\sin\left(\frac{2\pi l}{\lambda}\cos\alpha\right)}{\frac{2\pi l}{\lambda}\cos\alpha}$$

wobei A eine der Amplitude der einfallenden Welle proportionale Kon stante und α den Winkel bezeichnet, den die Richtung der einfallenden Welle mit der Antennenrichtung bildet. In dem von uns behandelten Falle wäre $\alpha = 0$, $\cos \alpha = 1$ zu setzen. Daß diese Gleichung nicht richtig sein kann, erkennt man, wenn man $\alpha = \pi/2$ (Einfall senkrecht zur Antennenrichtung), also $\cos \alpha = 0$ setzt. Dann ergibt die Bethenodsche Formel, dem Verlauf der Funktion $\frac{\sin u}{u}$ entsprechend, ein Maximum der Effektivspannung von der Höhe

$$V_{\text{eff.}} = A \cdot l,$$

während in Wirklichkeit die Empfangsintensität der Horizontalantennen bei senkrechtem Einfall gerade verschwindet oder zum mindesten ein Minimum hat. Die Bethenodsche Theorie muß danach wohl als verfehlt bezeichnet werden.

Jena, Physikalisches Institut der Universität.

Eine Methode für die Bestimmung sehr hoher Maximalspannungen irgendeiner Frequenz.

Von August Hund.

Einleitung.

Nachfolgende Methode ergibt ein Hilfsmittel Maximalspannungen irgendeiner Größe und für Ströme irgendeiner Periodenzahl oder irgendeines Zeitgesetzes zu bestimmen. Das Verfahren beruht auf der Tatsache, daß eine Spannungsänderung im Anodenzweige einer Dreielementelektronenröhre durch eine gewisse Hilfsspannung zwischen dem Gitter und der glühenden Kathode gedeckt werden kann. Das angelegte Gitterpotential kann unveränderlich oder veränderlich sein (maximaler Momentanwert ist nur von Bedeutung) und ist um so kleiner je größer der Vergrößerungsfaktor k_A der Röhre (d. h. je kleiner der Durchgriff) ist. Wenn außerdem das Potentiometer P_1—P_2—P_3—P_4 wie in Fig. 1 angedeutet ist, verwendet wird, so kann man sehr hohe Scheitelspannungen mittels verhältnismäßig kleiner und normaler Gitterpotentialen vergleichen.

Methode.

Die Meßanordnung ist in Fig. 1 angegeben. E_x' bedeutet die mittels des elektrostatischen Spannungsteilers verkleinerte Scheitelspannung, die zunächst bestimmt werden soll. Dieselbe ist dem Anodenzweige der Röhrenanordnung aufgedrückt. Der Schleifer des Gitterpotentiometers wird solange verschoben bis der Anodenstrom I_p gerade verschwindet. Der Spannungsmesser im Gitterkreise zeigt

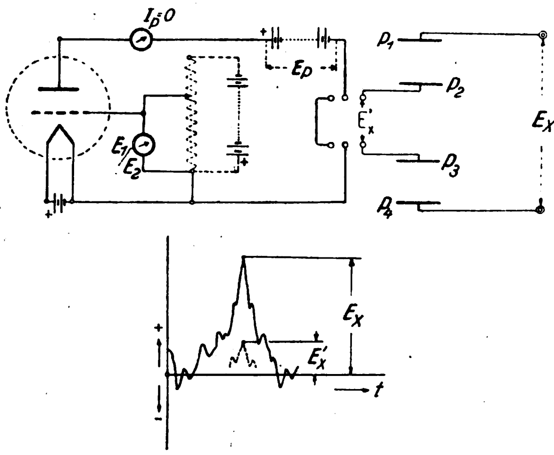


Fig. 1. Anordnung zur Bestimmung sehr hoher Scheitelspannungen.

dann den Wert $E = E_2$ an. Hiernach wird die zu messende Spannung entfernt und der äußere Plattenkreis der Röhre mittels eines Leiters kurzgeschlossen. Der Schleifer des Gitterpotentiometers wird dann abermals verschoben bis I_p wiederum gerade verschwindet. Dies ergibt die Spannungsablesung $E = E_1$. Die zu messende Scheitelspannung $E_x = k\,E_x'$ wird mittels der Formel

$$E_x = k\,E_p\left(\frac{E_2}{E_1} - 1\right) \tag{1}$$

berechnet. Die Methode ist von der Periodenzahl unabhängig, da ein Röhrenvoltmeter und die Luftkondensatoren P_1—P_4 und P_2—P_3 zugrunde liegen. Abgerundete Metallscheiben derselben Dimension bilden diese Kondensatoren. Die zu messende Scheitelspannung E_x wird auf einen zweckmäßigen kleineren Wert mittels der Plattenstellung gebracht. Man entfernt dazu die Platten P_1 und P_4 weiter voneinander und nähert die Platten P_2 und P_3. Dies wird am besten so aus-

geführt, daß die Entfernungen $P_1 P_2$ und $P_4 P_3$ einander gleich sind. Der Spannungsknoten kommt dann in der Mitte von $P_2 P_3$ zu liegen.

Man erkennt daraus, daß für eine bestimmte Stellung der Platten

$$E_x = k E_x' \tag{2}$$

Die Konstante k kann man entweder mittels des Effektivwertes der Spannungen oder mittels den Scheitelwerten E_x und E_x' bestimmen. Die letztere Methode ist aber in vielen Fällen vorzuziehen. Eine Bestimmung ist wie folgt: Drücke der Anordnung der Fig. 1 eine Hochspannung E_x, die von einer 60 ∼ Quelle entnommen ist, auf. Messe mittels eines Funkenstreckenvoltmeters und eines Voltmeters die entsprechenden Scheitelspannungen E_x und E_x'. Berechne k. Die maximale Spannung E_x' kann auch direkt mit der Röhrenanordnung bestimmt werden.

Theorie der Methode.

1. Wenn der äußere Anodenzweig der Anordnung kurzgeschlossen ist, so wird für einen Zustand, für den der Plattenstrom I_p gerade verschwindet

$$I_p = K(E_p + k_A E_1 + m)^q = 0 \tag{3}$$

wenn E_p die gemessene konstante Anodenspannung bedeutet. Gleichung (3) gilt für alle Röhren. Es ist die Universalformel, da q irgend einen Wert annehmen kann und m die Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen berücksichtigt, im Falle dieselbe eine Rolle spielen sollte.

2. Wenn die verkleinerte Scheitelspannung E_x' dem Anodenzweige aufgedrückt wird, so erhält man für $I_p = 0$ die neue Gitterspannung E_2 und somit

$$I_p = K(E_p + E_x' + k_A E_2 + m)^q = 0 \tag{4}$$

Von Gleichungen (3) und (4)

$$E_x' = E_p \left(\frac{E_2}{E_1} - 1\right) \tag{5}$$

da

$$k_A (E_1 - E_2) = \frac{E_p}{E_1} (E_2 - E_1)$$

Wenn E_x eingeführt wird, ergibt sich das Ergebnis der Formel (1).

Praktische Winke.

Eine Änderung der Konstante k der Formel (2) würde die Bestimmung beeinflussen. Es scheint deshalb von Vorteil den Spannungsknoten, wie bereits angedeutet, symmetrisch mit Bezug auf die Konden-

satorscheiben vorzusehen und ein etwaiges beständiges Verschieben dieses neutralen Punktes zu verhindern. Irgendwelche Streuelektronen, können die Platten P_2 und P_3 unsymmetrisch aufladen und zu un-

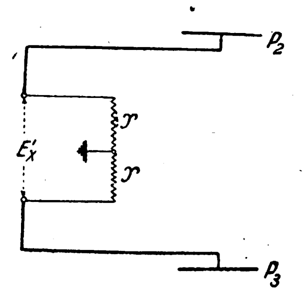


Fig. 2. Anordnung zur Erzielung einer schematischen Potenzialverteilung.

genauen Ergebnissen führen. Beide Übelstände können mittels der Anordnung der Fig. 2 umgangen werden. Man legt dabei den Spannungsklemmen von E_x' einen hohen Widerstand ($2r$) parallel und erdet den Mittelpunkt. Dieser Widerstand muß rein ohmisch sein.

Über Fluchtlinientafeln und ihre Anwendung in der Hochfrequenztechnik.

Von **Reinhold Rosenberger.**

(Mitteilung aus dem Laboratorium der Fabrik elektr. und mechan. Apparate, Dr. Georg Seibt.)

In jedem technischen Betriebe treten dem Ingenieur oder Physiker gewisse, oft zeitraubende Rechnungen gleicher Art täglich entgegen. Dem Bedürfnis, diese Rechnungen zu vereinfachen, vor allem aber den Rechner geistig zu entlasten, kommen bis zu einem gewissen Grade die bekannten Rechenschieber entgegen, am meisten in solchen Ausführungen, die sich den einzelnen Zweigen der Technik anpassen (z. B. Spezialrechenschieber für Elektro- oder Bauingenieure). Eine noch weitergehende geistige Entlastung bei größter Einfachheit in der Anwendung und wesentlich geringeren Herstellungskosten, bieten für die Darstellung des Zusammenhanges zwischen zwei Größen die Skalentafeln oder Doppelskalen, für die Darstellung des Zusammenhanges zwischen drei und mehr Größen die Fluchtlinientafeln, von denen einige

für die vorliegende Sammlung der Radiotechnik konstruiert wurden. Jede dieser Tafeln[1]) ist eigens zur Berechnung einer bestimmten Formel in einem bestimmten Wertbereich hergestellt und kann ohne jegliche Vorkenntnis oder Übung, wie sie beim Rechenschieber notwendig ist, angewandt werden.

Die theoretischen Grundlagen, die zur Herstellung solcher Tafeln führen, brauchen hier nicht erörtert werden. Wir finden sie in dem Bändchen Nr. 728 der Sammlung Göschen unter dem Titel M. Pirani, „Graphische Darstellung in Wissenschaft und Technik“, woselbst eine vollständige Literaturzusammenstellung gegeben ist. Zur Einführung in die Anwendungsweise der Skalen und Fluchtlinientafeln seien zunächst im folgenden zwei schematische Beispiele gegeben.

Unter Weglassung aller Einzelheiten der Unterteilung ist in Fig. 1 der Zusammenhang zwischen zwei Variabeln nämlich zwischen den Zahlen n und ihren Quadraten n^2 schematisch als Doppelskala dargestellt. Auf der linken Seite der senkrechten Linie, die die Skalen trägt, sind die Größen n, auf der rechten Seite die Größen n^2 ablesbar. Wollen wir wissen, wie das Quadrat irgendeiner Zahl heißt, so suchen wir diese Zahl, z. B. 2 auf der linken Seite auf, und sehen nach, welche Zahl ihr gegenüber steht, in diesem Falle ist es 4, und wissen dann, daß 4 das Quadrat von 2 ist. Ebenso ersehen wir aus der Abbildung 9 als Quadrat von 3 und schätzen durch Interpolation 64 als das von 8. Umgekehrt ergibt sich, daß die Wurzel aus 2 ungefähr 1,41 ist.

Auf gleiche Weise geschieht die Ablesung auf den in Tafel 1 gegebenen Doppelskalen 1 und 3, wo neben den Werten der Wellenlänge λ der zugehörige Wert der Frequenz ν steht und auf den Skalen 2 und 3, wo neben jedem ν der zugehörige Wert von $\omega = 2\pi\nu$ sich findet. Zwischenwerte werden in gewohnter Weise durch Interpolation gefunden. (Ablesebeispiele finden sich auf der Rückseite der Tafel.)

Liefert die Doppelskala den Zusammenhang zwischen 2 Variabeln, so stellt die Fluchtlinientafel mit 3 Skalen die Beziehung zwischen 3 Variabeln dar. Ein einfaches Beispiel einer Fluchtlinientafel gibt uns Fig. 2[2]), die es ermöglicht, Multiplikationen nach der Formel $a \cdot b = c$ auszuführen. Auf der linken Skala 1 befinden sich die

---

1) Diese Tafeln sind im Verlage von M. Krayn erhältlich.

2) Die Figur ist dem oben erwähnten Buche von Pirani, S. 84, entnommen.



Werte a zwischen 1 und 10, und auf der rechten Skala 2 die für b von 1 bis 10. Man findet das Resultat, indem man einen Punkt a mit einem Punkt b durch eine gerade Linie verbindet und den Schnittpunkt dieser Geraden mit der Skala c abliest, wie die drei gezeichneten Beispiele $2 \cdot 2 = 4$, $3 \cdot 5 = 15$ und $1{,}5 \cdot 6 = 9$ veranschaulichen. Da es in der Praxis unzweckmäßig ist, bei jeder Rechnung die Tafel durch

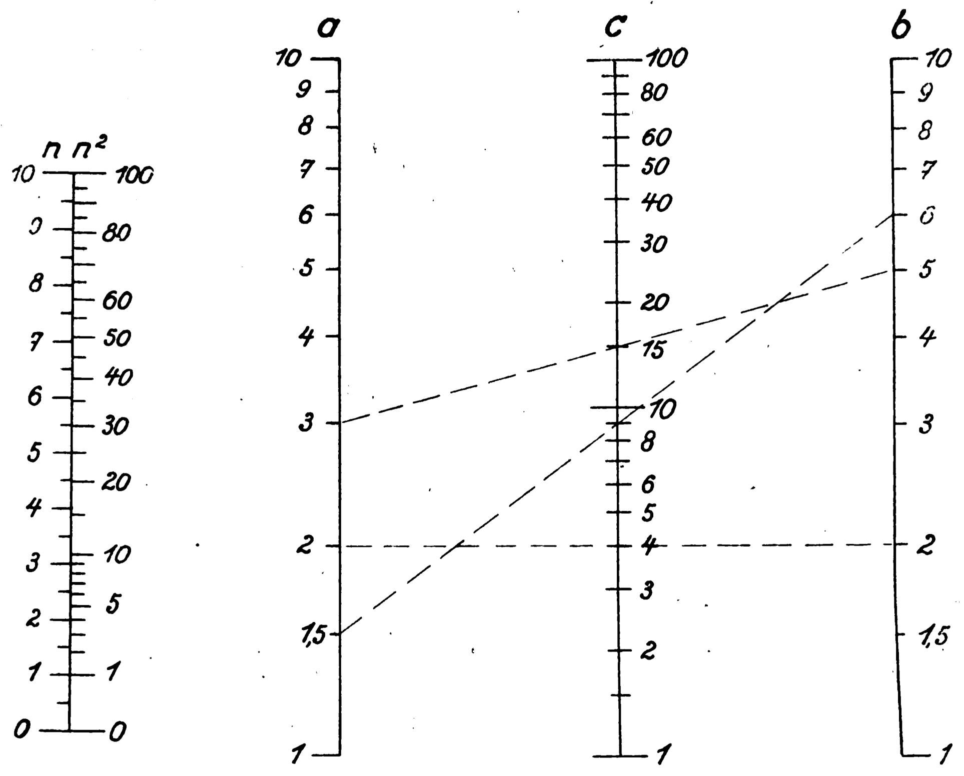


Fig. 1. Doppelskala. Fig. 2. Fluchtlinientafel für die Beziehung $a \cdot b = c$.

eine Linie zu verunzieren, empfiehlt es sich, die beiden Werte, die man miteinander verrechnen, in diesem Falle miteinander multiplizieren will, durch ein durchsichtiges Lineal miteinander zu verbinden. Man setzt am besten auf den gegebenen Wert a, mit dem man rechnen will, eine Spitze einer Schreibfeder oder dergl., legt das Lineal dagegen, sucht mit dem Lineal auf Skala 2 den anderen gegebenen Wert b und liest im Schnittpunkte des Lineals mit der Skala 3 den Wert von c als Resultat ab.

Auf dem gleichen Prinzip wie diese Multiplikationstafeln beruhen die Tafeln 2, 3 und 5. Die Ablesung geschieht auf die beschriebene Weise, indem man Skala 1 mit 2 durch eine Gerade verbindet und auf Skala 3 das Resultat abliest. Umgekehrt kann man natürlich auch mit einem Wert der Skala 3 und einer anderen gegebenen Größe den zugehörigen Wert auf Skala 1 oder 2 durch geradlinige Verbindung finden.

Sind 4 Variable vorhanden, wie auf Tafel 4, welche die Formel $\mathfrak{R} = \frac{900\,L}{C\,R}$ darstellt, so gestaltet sich die Rechnung nur insofern etwas umständlicher, als man das Lineal zweimal anlegen muß.[1]) Eine solche Tafel hat 5 Skalenträger, von denen jedoch der eine, die sogenannte Zapfenlinie, keine Teilung erhält. Soll aus drei bekannten Größen die vierte berechnet werden (z. B. die Größe $\mathfrak{R}$ aus R, L, C), so verbindet man einen Punkt der Skala C mit einem Punkt der Skala R, merkt sich auf der Zapfenlinie den Schnittpunkt bzw. hält ihn mit der Spitze, die man zum Anlegen des Lineals braucht, fest. Danach verbindet man den gefundenen Punkt der Zapfenlinie mit dem gegebenen Punkt der Skala L und findet im Schnittpunkt dieser Geraden mit der Skala $\mathfrak{R}$ das gesuchte Resultat $\mathfrak{R}$. Das eingezeichnete Ablesebeispiel veranschaulicht die Rechnung besser als jede Beschreibung. Es ist der Wert $C = 900$ cm mit dem Wert $R = 10$ Ohm verbunden und der Schnittpunkt der Zapfenlinie mit dem Wert $L = 10^5$ cm. Die letztere Verbindung weist auf den Wert $\mathfrak{R} = 1 \cdot 10^4$ Ohm für den effektiven Widerstand.

Die Rückseiten der Tafeln sind mit einzelnen Ablesebeispielen, sowie mit Umrechnungsformeln zum Übergang auf andere Maßsysteme bzw. andere Rechnungsbereiche versehen.

Die Tafeln 1—5 sind von Dr. Hildegard Miething bearbeitet und stellen folgende Beziehungen dar:

Tafel 1: Zusammenhang zwischen Wellenlänge in Metern λ_m und und Schwingungszahl pro Sekunde ν und Zusammenhang zwischen Frequenz (Schwingungszahl) ν und Kreisfrequenz $\omega = 2\pi\nu$

λ von 1 bis $1 \cdot 10^7$ m,
ν „ 30 „ $3 \cdot 10^8$ Per/sek.,
ω „ 190 „ $1{,}9 \cdot 10^9$.

1) Vgl. Pirani, l. c., S. 108.

Tafel 2: Zusammenhang zwischen Wellenlänge λ_m in Metern, Selbstinduktionskoeffizient (Induktivität) L in Zentimetern und Kapazität C in Zentimetern.

λ von 20 bis $2 \cdot 10^4$ m; C von 10 bis $1 \cdot 10^5$ cm;
L von 1000 bis $1 \cdot 10^7$ cm.

Tafel 3: Zusammenhang zwischen Schwingungszahl pro Sekunde ν, Selbstinduktionskoeffizient (Induktivität) L in Henry und Kapazität C in Zentimetern.

ν von 50 bis 20000 $\sim$/Sek.; L von 0,01 bis 300 Henry;
C von 100 bis $1 \cdot 10^6$ cm.

Tafel 4: Effektiver Widerstand $\mathfrak{R}$ eines Schwingungskreises bei Resonanz in Abhängigkeit von dem Selbstinduktionskoeffizienten (Induktivität) L in Zentimetern, Kapazität C in Zentimetern und Verlustwiderstand R in Ohm.

L von 1000 bis $1 \cdot 10^7$ cm; C von 30 bis $3 \cdot 10^4$ cm;
R von 0,1 bis 150 Ohm; $\mathfrak{R}$ von 2000 bis $3 \cdot 10^5$ scheinbare Ohm.

Tafel 5: Zusammenhang zwischen spezifischen Widerstand σ, Widerstand pro Meter R und Durchmesser eines Drahtes von kreisförmigem Querschnitt d.

σ von 0,01 bis 10; d von 0,01 mm bis 3 mm;
R von 10 bis 10000 Ohm.

Ein einfaches elektrostatisches Relais für den drahtlosen Empfang.

Von **Ludwig Bergmann.**

Vor kurzem[1]) berichtete F. Eppen über die Anwendungen von Gleichrichtern für den drahtlosen Schnellempfang und gab die Schaltungsmöglichkeiten an, nach denen es möglich ist, auf der Empfangsseite im Takte der ankommenden Morsezeichen Gleichstromstöße in der Stärke von 5—10 Milliampere zu erhalten, wie sie zum Betrieb der normalen in der Telegraphentechnik gebräuchlichen Relais nötig sind.

Zweck der vorliegenden Arbeit ist es, die Konstruktion eines sehr

1) Jahrbuch 20, S. 173.

einfachen, auf dem Johnson-Rahbeckschen Prinzip beruhenden elektrostatischen Relais anzugeben und seine Verwendung für den Empfang drahtloser Zeichen zu zeigen. Ein solches elektrostatisches Relais hat ja gegenüber den gewöhnlichen Relais den Vorteil des überaus geringen Stromverbrauches, der meistens unter 10^{-6} Amp. liegt, ein Vorzug, der es besonders für drahtlosen Empfang geeignet macht. Man

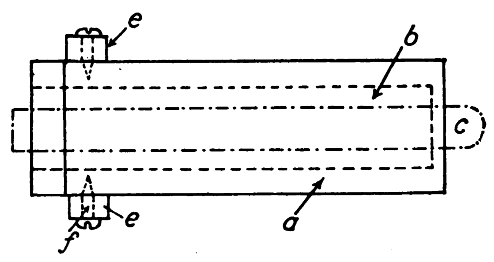


Fig. 1.

hat dann nur nötig, die aus dem Verstärker gewonnene Energie mittels einer kleinen Elektronenröhre so gleichzurichten, daß man an den Klemmen des Relais lediglich Spannungsstöße im Takte der Morsezeichen erhält.

Das im folgenden beschriebene Relais, dessen Konstruktion ich besonders der Einfachheit seines Aufbaues und seiner bequemen Ein-

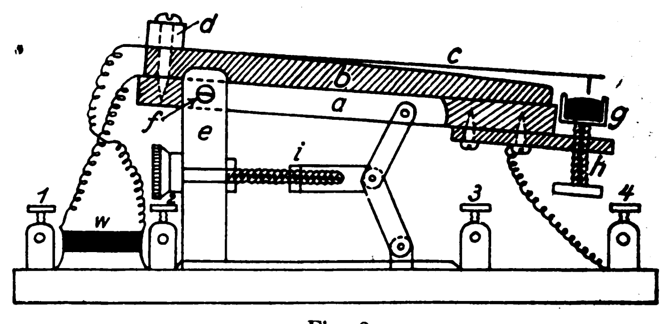


Fig. 2.

stellung wegen angebe, benutzt den bereits von Rottgardt[1]) angegebenen Gedanken, einen Halbleiter mit bogenförmig geschliffener Oberfläche und aufgelegter Metallfeder zu benutzen. Fig. 1 und 2

1) Zeitschr. für technische Physik 1921, S. 319.

zeigen das Relais in der Aufsicht und im Querschnitt. Auf einer rechteckigen Fiberplatte *a*, die in zwei Lagerböcken *e* drehbar um die Achse *f* angebracht ist, ruht der bogenförmig angeschliffene Halbleiterstein *b* aus Achat oder Solnhofer Schiefer. Die Unterseite des Halbleitersteines ist mit einer Metallfolie beklebt, die mit Klemme 1 in Verbindung steht. Auf der Steinoberfläche liegt die dünne aus 0,03 mm starkem, federndem Kupferblech bestehende schmale Feder *c* und wird an ihrem hinteren Ende mittels des Fiberklötzchens *d* fest auf den Stein aufgedrückt. Die Metallfeder steht in leitender Verbindung mit Klemme 2 und trägt an ihrem vorderen Ende einen Kontaktstift, der, wenn die Feder vom Stein angezogen wird, in einem kleinen Quecksilbernapf *g* eintaucht. Letzterer ist mittels einer feinen Schraube *h* in der Höhe verstellbar und ist verbunden mit Klemme 4. Die ganze Relaisanordnung — Stein *a*, Metallfeder *c* und Kontaktvorrichtung *g* — ist mittels der Stellvorrichtung *i* um die Achse *f* neigbar. Hierdurch ist es möglich, die Empfindlichkeit des Relais in weiten Grenzen zu variieren, denn bei wagerechter Lage des Halbleiters liegt die Feder infolge ihres eigenen Gewichtes stärker auf dem Stein auf als bei schräg nach unten geneigter Stellung.

Damit die Feder *c* nach Aufhören der angelegten Spannung jedesmal sofort in ihre Ruhelage zurückkehrt und nicht durch elektrische Restladungen, die sich infolge des hohen Schichtwiderstandes zwischen Steinoberfläche und Metallfeder nur langsam ausgleichen können, ist zwischen Klemme 1 und 2 ein Silitwiderstand *w* der Größenordnung 10^6 Ohm gelegt. Dann folgt das Relais recht gut den raschen Spannungschwankungen im Takte der Morsezeichen. Bei der Konstruktion der Anordnung muß man nur darauf achten, daß die Eigenschwingungen der Feder *c* möglichst klein, d. h. die Feder nicht zu lang gemacht wird, damit das Relais möglichst trägheitslos und unbehindert raschen Morsezeichen folgen kann.

Ein in dieser Weise von mir unter Verwendung von Solnhofer Schiefer als Halbleiter gebautes Relais sprach bereits auf Spannungen von 150 Volt kräftig an und betrug die hindurchfließende Stromstärke nur etwa 10^{-6} Amp. Ich benutzte das Relais in einer Rahmenantennenempfangseinrichtung gemäß der Schaltung, wie sie Fig. 3 wiedergibt.

Als Empfänger diente ein Zweiröhren-Hochfrequenzverstärker in der Heiligtagschen Schaltung.[1]) An diesen wurde ein Dreiröhren-

1) Mosler, Lehrbuch der drahtl. Telegraphie S. 155, 1920.

Niederfrequenzverstärker angeschlossen. In den Anodenkreis der letzten Röhre wurde mittels eines Telephontransformators eine Verstärkerröhre als Gleichrichterröhre in der angedeuteten Weise geschaltet. An das Gitter dieser Röhre wurde mittels des Potentiometers P eine von 0 bis -20 Volt variable Gleichstromspannung zur Abdrosselung des Anodenstromes gelegt. In den Anodenkreis der Röhre wurde das oben beschriebene Relais geschaltet unter Benutzung der 220 Volt Lichtleitung als Anodenbatterie. An Klemme 3 und 4 des Relais konnte dann entweder der Stromkreis eines Morseschreibers oder der einer elektrischen Glocke angeschaltet werden. Es gelang mir, mit dem

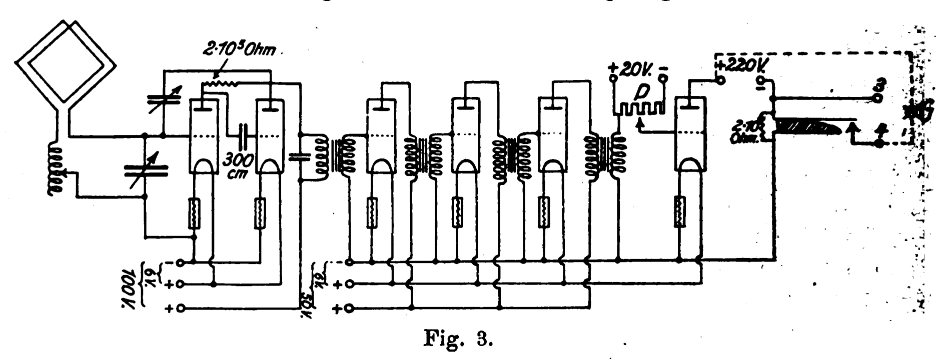


Fig. 3.

Relais in der angedeuteten Schaltung die Zeitsignale von Nauen und Eiffel mit einer elektrischen Glocke hörbar zu machen. Da mir ein Morseschnellschreiber nicht zur Verfügung stand, konnte ich das Relais in dieser Beziehung nicht ausproben, doch gelang es unter Benutzung einer Neon-Glimmlampe G, die in der in der Fig. 3 gestrichelten Schaltung an das Relais angeschaltet wurde, die etwa von Nauen im Überseeverkehr gegebenen Morsezeichen sehr gut sichtbar zu machen, da die Glimmlampe infolge ihrer Trägheitslosigkeit den schnellen Signalen entsprechend folgen konnte. In dieser Schaltung dürfte sich die Anordnung besonders für Demonstrationszwecke gut eignen. Bei der Einstellung kommt es vor allem darauf an, die Gittervorspannung der Gleichrichterröhre möglichst fein einzuregulieren und die Empfindlichkeit des Relais mittels der oben angegebenen Methoden recht groß zu machen. Der Vorteil der Anordnung liegt einmal in der großen Einfachheit und leichten Herstellbarbeit des Relais und ferner darin, daß als Gleichrichterröhre eine gewöhnliche Verstärkerröhre benutzt werden kann, deren Anodenstrom nur Bruchteile eines Milliamperes zu betragen braucht.

Gießen, Physikal. Institut, Februar 1923.

Die Transradio-Betriebszentrale.

Von **Erich Quäck.**

(Schluß von S. 260.)

II. Telegraphiertechnische Einrichtungen.

Transradio-Betriebszentrale.

Zur weiteren Verbesserung des drahtlosen Telegraphierbetriebes wurde von Transradio bei Beginn des Jahres 1922 außer den Sende- und Empfangsanlagen ein drittes, wichtiges Glied geschaffen, die Trans-



Fig. 13. Postamt N 24, Berlin, in dem sich die Transradio-Betriebszentrale befindet.

radio-Betriebszentrale in Berlin. Dieser zentrale Punkt der betriebstechnischen Einrichtungen befindet sich in einem der architektonisch schönsten Postgebäude Berlins, dem Postamt N 24, Ecke Oranien-

burger- und Artilleriestraße. Das Gebäude, ein stilvoller Backsteinbau, zeichnet sich, wie aus Fig. 13 ersichtlich, durch große Kuppel, imposantes Portal und schöne, dem Verwendungszwecke angepaßte Friese aus. Die an Transradio von der Reichspostverwaltung mietweise überlassenen Räume liegen im 2. Stock, in dem Flügel nach der Artilleriestraße zu (auf der Fig. 13 rechts oben). Die Räume für

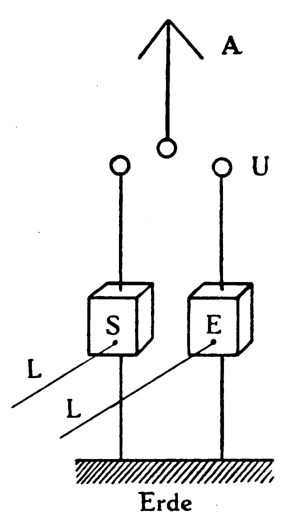


Fig. 14. Alte Anordnung. Sender und Empfänger an einer Antenne.
A Antenne, *E* Empfänger, *L* Leitung, *S* Sender, *U* Umschalter.

die Funkabteilung der Reichs-Telegraphenverwaltung sind dagegen in dem Flügel in der Oranienburgerstraße (links auf der Figur) untergebracht. Um den Zweck des Betriebes und seiner Wirkungsweise zu erklären, dürften folgende Erläuterungen zunächst angebracht sein:

Die drahtlose Telegrammübermittelung im Übersee- und Kontinentalverkehr spielte sich in ihrem Einführungsstadium in etwa der gleichen Weise ab, wie sie im allgemeinen noch heute zwischen zwei Schiffstationen üblich ist. Dabei sind Sender und Empfänger, wie Fig. 14 veranschaulicht, durch einen Umschalter (*U*) an dieselbe Antenne angeschlossen. Sender und Empfänger befinden sich also an demselben Orte. Dem Sender wurden vom Netz der Telegraphenverwaltung (durch die Leitung *L*) die abzugebenden Telegramme zugeführt, die von der Empfangseinrichtung aufgenommenen dem Telegraphennetz dagegen durch eine andere Leitung *L* zugeleitet

Der Verkehr gestaltete sich derart, daß entweder nur gesandt oder nur empfangen werden konnte. Bei einer solchen Anordnung konnte natürlich ein Höchstmaß an Telegraphierleistung nicht erreicht werden.

Der wachsende Verkehr drängte nach einer besseren Lösung, die gleichzeitiges Senden und Empfangen möglich machen mußte. Diese wurde in der Trennung der Sendestelle von der Empfangsstelle gefunden. Die technischen Einrichtungen der Empfangsstelle mußten

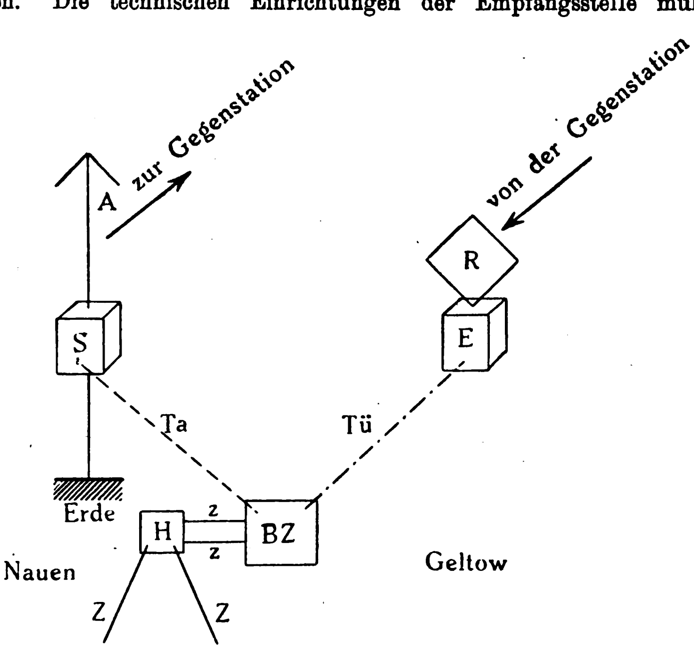


Fig. 15. Duplexbetrieb. Schematische Darstellung der heutigen betriebstechnischen Einrichtungen.
A Antenne, *BZ* Betriebszentrale, *E* Empfänger, *H* Haupttelegraphenamt, *R* Rahmenantenne, *S* Sender, *Ta* Tastleitung, *Tü* Übertragerleitung, *Z* Zubringerleitung, *z* Rohrpostleitung.

derart sein, daß diese beim Empfang fremder Stationen nicht durch die eigene Sendestelle gestört wurde. Durch die Anwendung der von Telefunken entwickelten Braunschen Rahmenantenne und durch die große Abstimmfreiheit der benutzten ungedämpften Wellen der Sendestation, sowie ausreichender Periodenkonstanz, wurde das Ziel erreicht, daß zu gleicher Zeit von der Sendestation gesandt und auf der Empfangsstelle von der Gegenstation empfangen werden konnte. Dadurch, daß die Empfangsstelle, wie bereits erwähnt, nach Geltow in etwa

30 km Abstand von Nauen verlegt wurde, konnte man sich leicht vom störenden Einfluß der verschiedenen in Nauen benutzten Sendewellen frei machen.

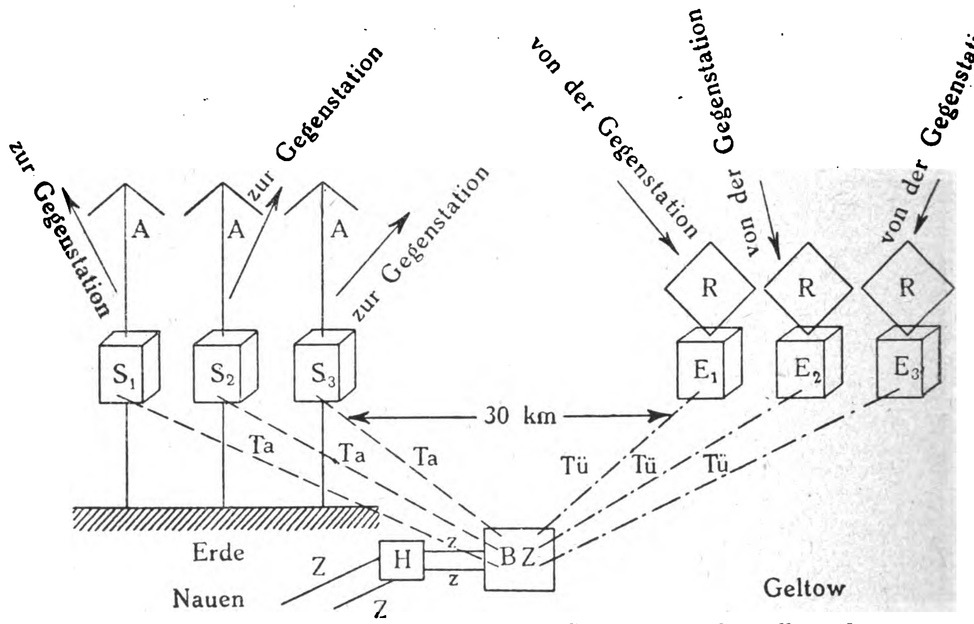


Fig. 16. Schema des Vielfachverkehrs. Schematische Darstellung der heutigen Vielfachverkehrs-Einrichtung.

A Antenne, *BZ* Betriebszentrale, *E1* erster Empfänger, *E2* zweiter Empfänger, *E3* dritter Empfänger, *H* Haupttelegraphenamt, *R* Rahmenantenne, *S1* erster Sender, *S2* zweiter Sender, *S3* dritter Sendnr, *Ta* Tastleitung, *Tü* Übertragerleitung, *Z* Zubringerleitung, *z* Rohrpostleitung.

In der Betriebszentrale Berlin wurde nun das Organ geschaffen, durch das der Telegraphierbetrieb zusammengefaßt und gesteuert wird. Die Sender von Nauen werden von der Betriebszentrale aus über besondere Tastleitungen getastet, während zu gleicher Zeit die in Geltow aufgenommenen Zeichen, ebenfalls der Betriebszentrale zugeführt werden. Die grundsätzliche Schaltung dieser Anordnung ist in Fig. 15 dargestellt.

Mit der vorstehend skizzierten Anordnung ist es nur möglich, mit einer Gegenstation in Duplex zu arbeiten. Die Notwendigkeit, die in ihren Ausführungskosten außerordentlich hochwertigen Anlagen besser auszunutzen, führte dazu, die Einrichtungen so auszubauen, daß ein gleichzeitiger Verkehr auf mehreren Linien durchführbar ist.

Es ergibt sich demnach das Bild eines Vielfach- oder Vielwegeverkehrs, wie er grundsätzlich, z. B. für 3 Linien, in Fig. 16 dargestellt ist.

Die Zentralisation in der Betriebszentrale begünstigt eine solche Anordnung ganz besonders deswegen, weil die Funkbeamten, die früher auf Nauen und Geltow verteilt waren, jetzt nur an einer Stelle eingesetzt werden. Augenblicklich können in Nauen von der Betriebszentrale aus 4 Sender getastet werden; es stehen hierfür 3 einfache Kabelleitungen und 2 oberirdische Einfachleitungen zur Verfügung. Der in Angriff genommene Ausbau von Nauen wird die Möglichkeit

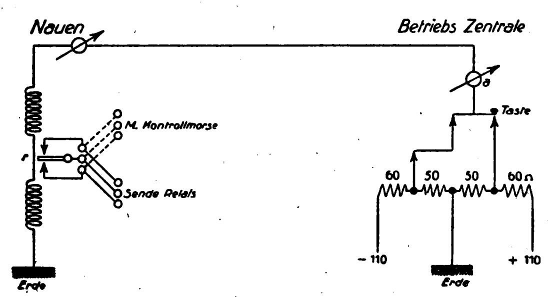


Fig. 17. Schematische Darstellung der Tastleitung Betriebszentrale-Nauen.

schaffen, noch weitere Sender zu betätigen. Der Lauf der Tastleitungen ist auf Fig. 1 zu erkennen. Um die vorhandenen Tastleitungen für möglichst viele Sender auszunutzen, wurde die Schaltung so getroffen, daß für jeden Sender nur ein Draht und als Rückleitung die Erde verwandt wird (Fig. 17).

In der Betriebszentrale wird der Taststrom, der etwa 15 Milliampere beträgt, unmittelbar dem Netz von 220 Volt entnommen. Durch entsprechende Widerstände in Potentiometerschaltung liegt an der Tastader eine Spannung von ± 50 Volt. Wie aus der Schaltung ersichtlich, ist bei ruhender Taste die Leitung auf Ruhestrom (z. B. den — Pol) geschaltet, während die Betätigung der Relaiseinrichtung in Nauen durch entgegengesetzte Ströme (+) erfolgt. An dem Ausschlag der in jede Tastleitung in der Betriebszentrale und in Nauen eingeschalteten Milliamperemeter (*a*) läßt sich bei ruhendem Betrieb immer erkennen, ob die Tastleitung in Ordnung ist. Die im Schaltbild 17 verzeichneten Zwischenrelais (*r*) sind in Nauen in einem besonderen Raum untergebracht, Fig. 18 gibt sie wieder.

In diesem Raume befindet sich auch ein Klinkenschrank mit Ringübertrager, durch den die verschiedenen Tastleitungen auf die einzelnen

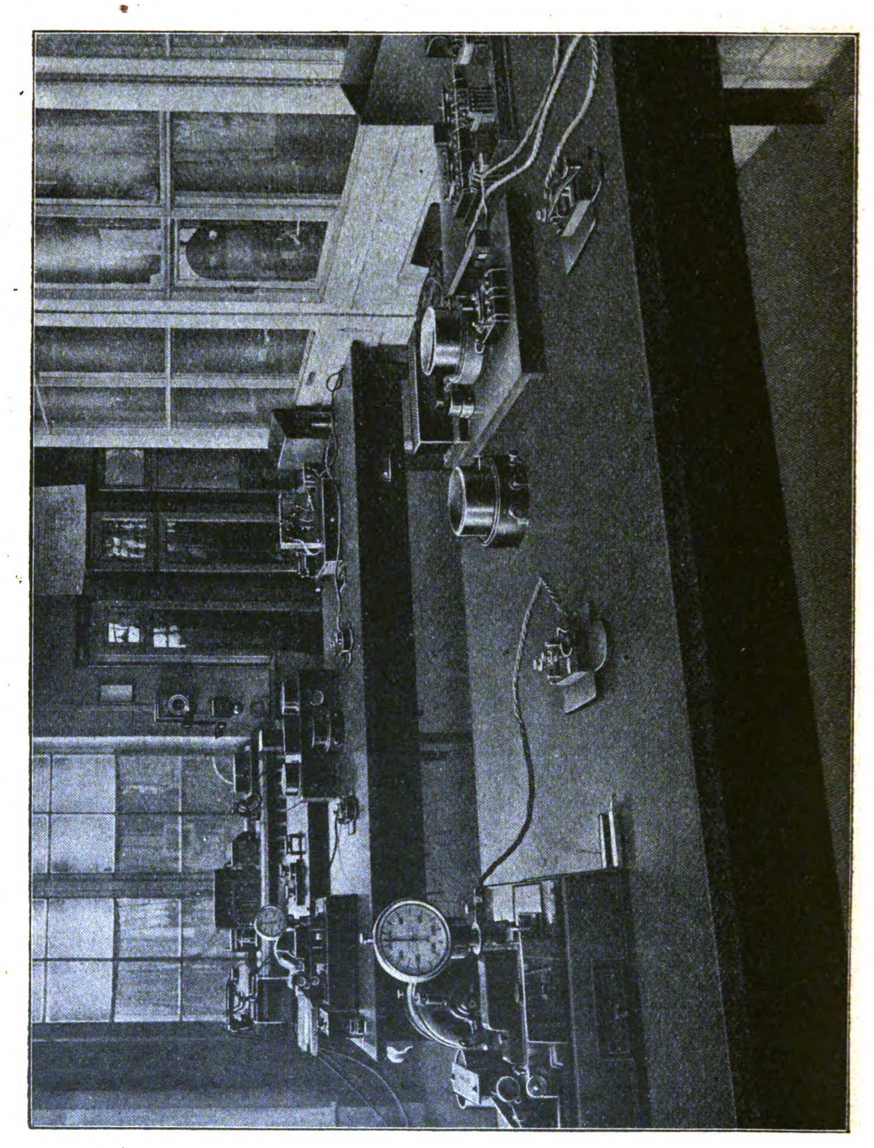


Fig. 18. Die Zwischenrelais in Nauen.

Sender geschaltet werden können. Eine Beschreibung der Tastanordnung selbst und der angewandten Methode würde über den Rahmen

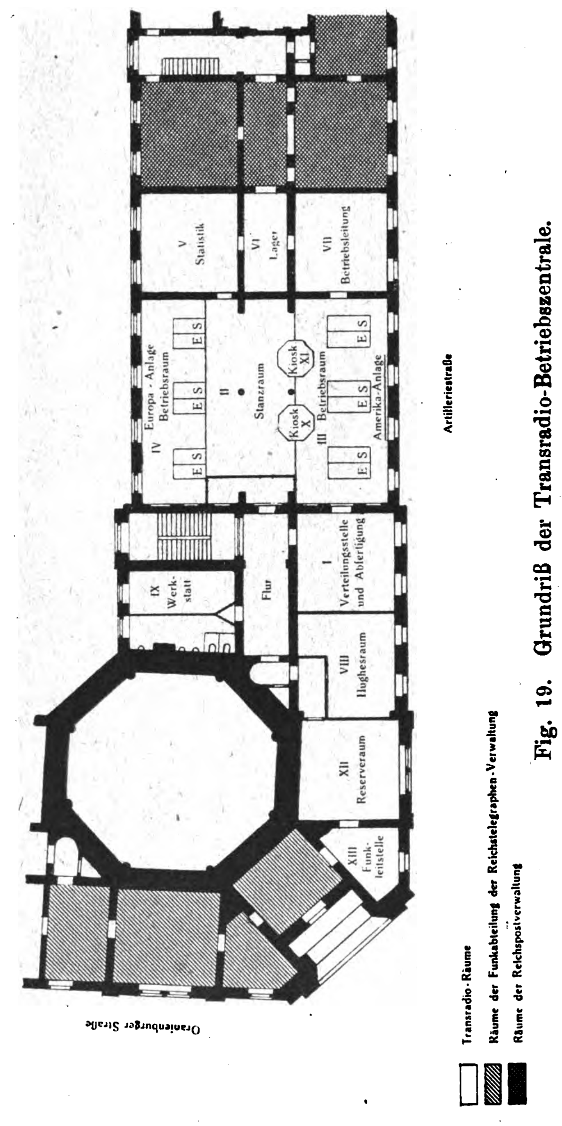


Fig. 19. Grundriß der Transradio-Betriebszentrale.

dieser Abhandlung hinausgehen.[1]) Einrichtungen in Nauen gestatten, die Güte der von der Betriebszentrale auf den Tastleitungen ankom-

1) Siehe Telefunken-Festzeitschrift „Nauen" und Graf v. Arco und M. Osnos: „Die Hochfrequenzmaschinen-Anlage in Nauen".

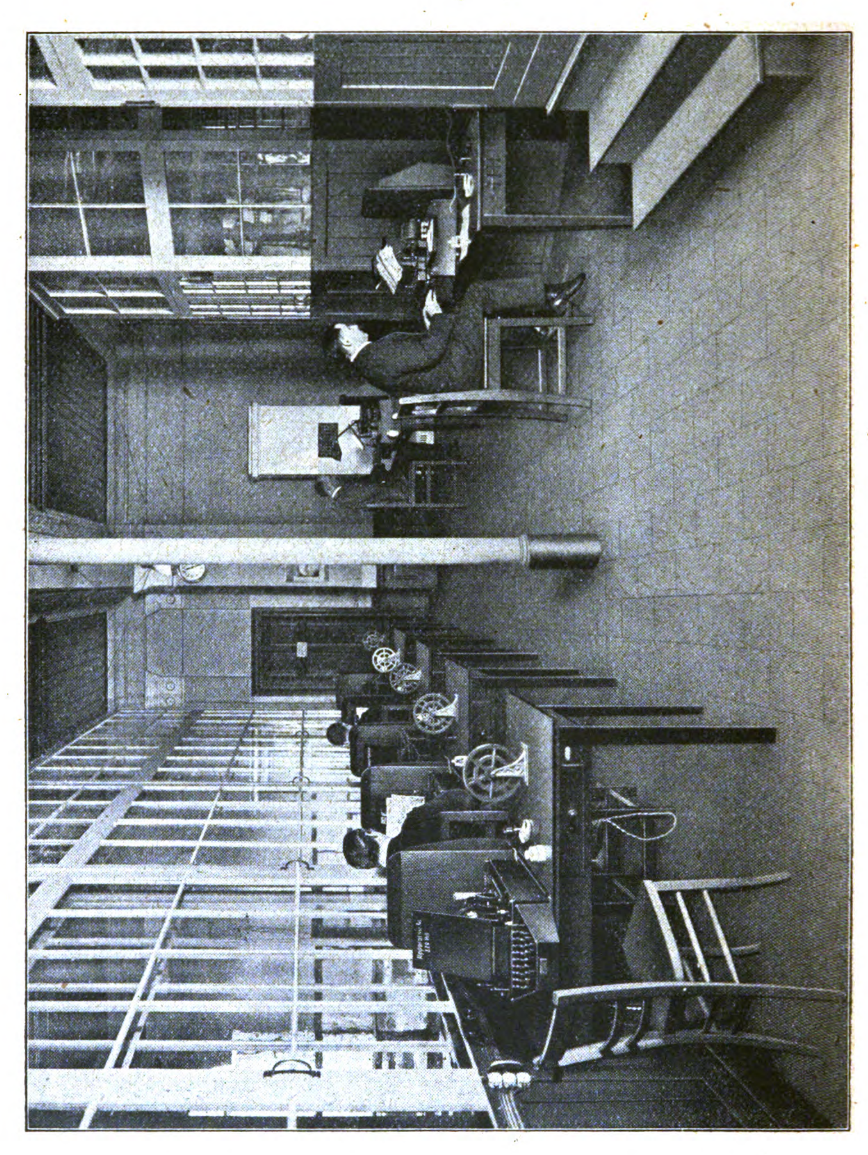


Fig. 20. Stanzraum.

menden Zeichen zu prüfen. Sollte in der Betriebszentrale, in Außerachtlassung der dort befindlichen Kontrolleinrichtungen oder aus sonstigen Ursachen, die in die Leitung gesandten Zeichen nicht exakt

sein, so kann von dem Relais (r) (in Fig. 17) aus ein Kontrollmorse (M) eingeschaltet werden, um die Zeichen zu untersuchen. Ist hier alles in Ordnung, klagt die Gegenstation aber dennoch über nicht genügend deutliche Zeichen, so wird eine besondere Schreibempfangseinrichtung eingeschaltet, die unmittelbar von der Antenne des betreffenden Senders gespeist wird. Genügen an dieser Stelle die Zeichen nicht, so muß der Fehler an einer Stelle zwischen Relais (r) und Sender liegen. Die technischen Einrichtungen der Tastanordnung und der zugehörigen Vorrelais sind derart getroffen, daß sofort die Reserven bis zur Behebung des Fehlers eingeschaltet werden können.

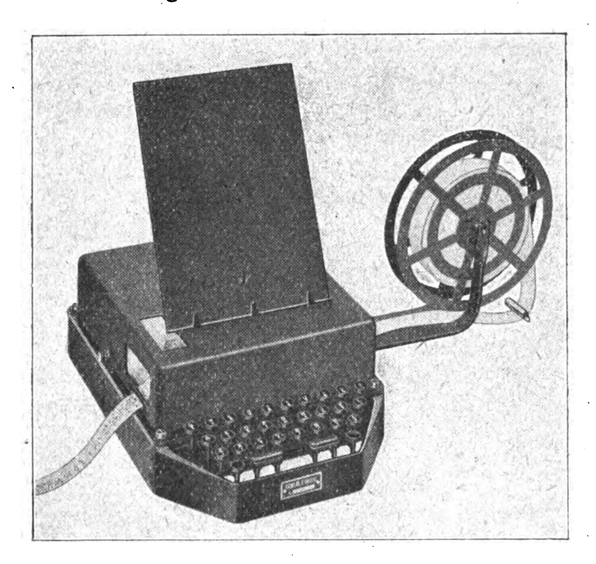


Fig. 21. Automatischer Locher von Siemens & Halske.

Für die Übertragung der in Geltow aufgenommenen Zeichen stehen ebenfalls Kabelleitungen zur Verfügung. Grundsätzlich sind die Verstärkungseinrichtungen in Geltow eingeschaltet und derart bemessen, daß genügende Lautstärken in der Betriebszentrale erzielt werden.

Die Tastleitungen-Betriebszentrale—Nauen, sowie die Übertragungsleitungen-Betriebszentrale—Geltow, einschließlich der notwendigen Fernsprechverbindungen, sind von der Reichs-Telegraphenverwaltung zur Verfügung gestellt und werden von ihr unterhalten.

Kehren wir nun nach diesen allgemeinen Betrachtungen zur Beschreibung der eigentlichen Betriebszentrale zurück. Es geschieht dies am zweckmäßigsten an Hand des Grundrißplanes Fig. 19.

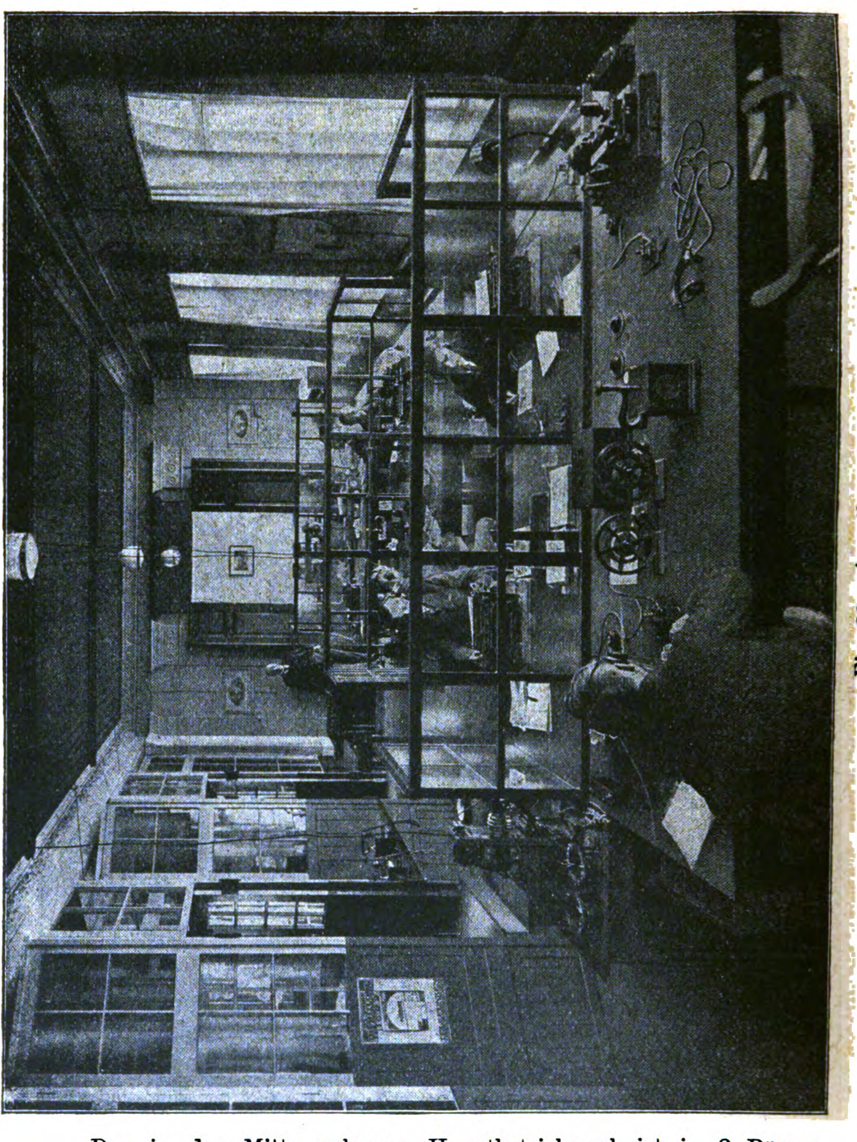


Fig. 22. Amerikasaal.

Der in der Mitte gelegene Hauptbetriebssaal ist in 3 Räume unterteilt. Im Raum II, dem Stanzraum, den die Fig. 20 wiedergibt, sind auf kleinen Tischen die automatischen Stanzapparate von S. & H. aufgestellt. Hier werden die abzugebenden Telegramme, die



Fig. 23. Europasaal.

durch Boten vom Raum I der Verteilungsstelle, nachdem sie hier verbucht und mit einer Funklaufnummer versehen wurden, dem Stanzraum zugeführt werden, gestanzt. Die Benutzung der Stanzstreifen

hat besonders beim drahtlosen Überseeverkehr eine erhöhte Bedeutung da die Exaktheit der ausgehenden Zeichen weniger Verstümmlungen bei der Übertragung verursacht, als beim Handsenden. Das Stanzen erfolgt mit dem automatischen Locher von S. & H. (Fig. 21). Der Stanzraum ist durch doppelte Glaswände von den Räumen III und IV, den eigentlichen Telegraphierräumen getrennt, damit die beim Stanzen auftretenden Geräusche nicht den Empfangsbetrieb beeinträchtigen.

In den Räumen III und IV sind die Betriebstische aufgestellt, und zwar im Raum III (Fig. 22) hauptsächlich die für den Überseeverkehr. Im Raum IV (Fig. 23) dagegen die für den Europaverkehr.

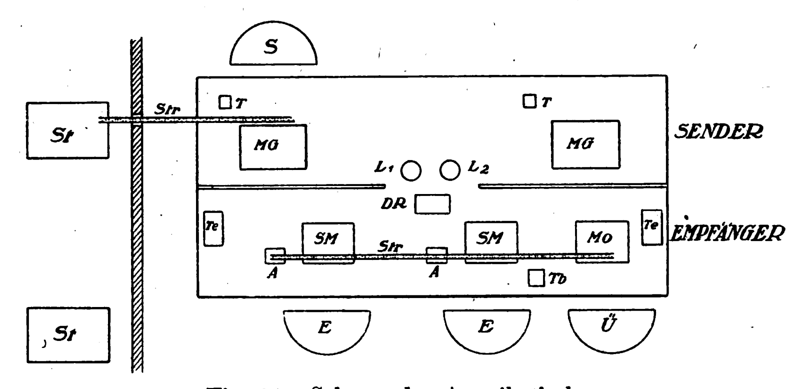


Fig. 24. Schema des Amerikatisches.
St Stanztisch, *Str* Stanzstreifen, *S* Sendebeamter, *T* Taste, *MG* Maschinengeber, L_1 u. L_2 Kontrollampen, *Te* Telephon-Ausflußbuchsen, *DR* Duplex-Relais, *A* Streifenziehervorrichtung, *SM* Schreibmaschine, *Mo* Schnellmorse, *Tb* Duplextaste, *E* Empfangsbeamter, *Ü* Überwachungsbeamter.

Betrachten wir einen solchen Betriebstisch im einzelnen. Die Grundrißanordnung ist in Fig. 24 gegeben. Jeder Tisch ist durch eine Glaswand in 2 Hälften geteilt. Auf der einen Hälfte sind die Einrichtungen für den Empfang, auf der anderen die für den Sendebetrieb angeordnet. Auf der Sendeseite stehen 2 Siemens-Maschinengeber *MG*. Die Ansicht eines solchen Gerätes zeigt Fig. 25. Der eine Geber dient für den Betrieb, während der andere als Reserve vorgesehen ist. Der vorgestanzte Lochstreifen wird von dem Nebenraum aus dem Maschinengeber zugeführt. Der Sendebeamte (*S*) hat beim Senden einen Hörer umgelegt und kontrolliert vermittelst einer Mithöreinrichtung die Zeichen des von ihm betätigten Senders in Nauen. Die Mithöreinrichtungen für jeden Sender befinden sich im Raum II und bestehen aus

einem kleinen Rahmen und der dazugehörigen Verstärkereinrichtung. Diese Mithöreinrichtung ist dauernd auf die bestimmte Sende-Linie und -Welle eingestellt. Wird mit dem Maschinengeber mit der Geschwindigkeit des normalen Handtastens, etwa bis 30 Wörter pro Minute, gegeben, so ist der Sendebeamte verpflichtet, mittels der Mithöreinrichtung durch Vergleichen die Übereinstimmung des Wortlautes des abzugebenden Telegrammes mit dem gestanzten Streifen zu prüfen. Wird dagegen mit größerer Wortgeschwindigkeit gegeben, so hat das Mithören den Zweck festzustellen, ob der Sender auch richtig arbeitet und ob die Zeichen mit konstanter Stärke und Welle gegeben werden.

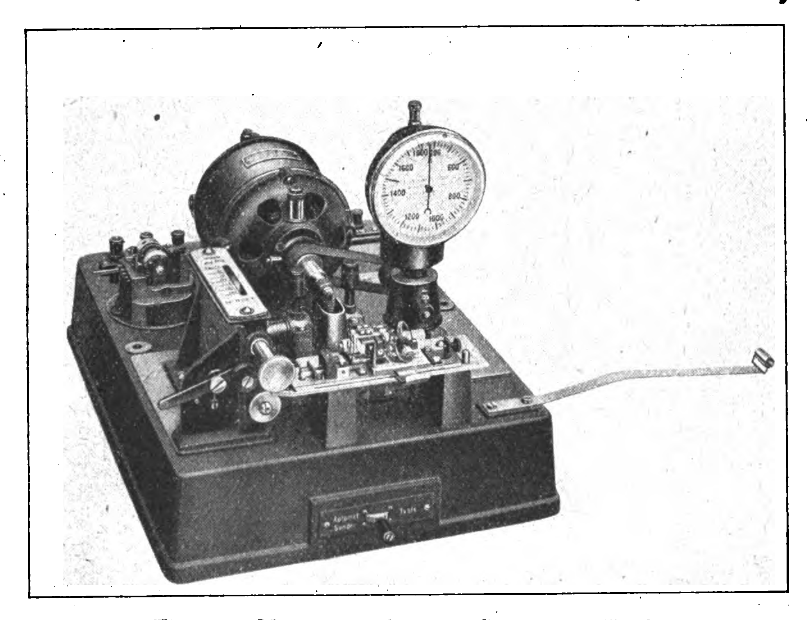


Fig. 25. Maschinengeber von Siemens & Halske.

Beim Schnellsendebetrieb muß die Richtigkeit des gestanzten Streifens alsdann vor der Abgabe durch eine Kontrolleinrichtung geprüft werden. Hat der Sendebeamte Rückfragen zu erledigen, so schaltet er den Maschinengeber ab und gibt seine Nachrichten von Hand mit der besonderen Taste.

Die Empfängerseite ist beim Amerikatisch wie folgt ausgerüstet:

Bei reinem Hörempfang stöpselt der Empfangsbeamte seinen Hörer in die Anschlußbuchsen *Te*. Dorthin werden nach den einzelnen Tischen die Übertragungsleitungen von Geltow hingeschaltet. Diese Zuschal-

tung der entsprechenden Gegenstationen erfolgt durch einen besonderen technischen Betriebsbeamten in den Kiosken X und XI, Fig. 19. Die nach Gehör aufgenommenen Zeichen werden unmittelbar mittels einer Schreibmaschine niedergeschrieben und zugleich ein Durchschlag hergestellt. Sämtliche Zeichen und Buchstaben werden dabei ohne Umschaltung geschrieben. Damit keinerlei Verwechselungen vorkommen, werden nur kleine, lateinische Buchstaben verwandt.

Bei günstigen Übertragungszeiten wird mit automatischer Niederschrift mittels Morseschreiber gearbeitet. Zu diesem Zwecke sind folgende Anordnungen getroffen:



Fig. 26. Raum mit Hughes-Apparaten für Eilvese.

Auf dem Tische, Fig. 24, vorn rechts, befindet sich der Morseschreiber *Mo*, der von Geltow betätigt wird. Zur Beobachtung der Güte der Zeichen ist ein Überwachungsbeamter nötig, der, falls die Zeichen schlecht wurden, den Morse entsprechend einzustellen hat. Da mit größeren Wortgeschwindigkeiten gearbeitet wird, als ein einzelner Empfangsbeamter die Zeichen aufzunehmen vermag, werden je nach dem Tempo mehrere Empfangsbeamte eingesetzt, die den aus dem Morse kommenden Streifen in die Schreibmaschine *SM* übertragen. Der Morsestreifen selbst wird für jede Schreibmaschine mittels einer besonderen,

durch elektrischen Antrieb betätigten Zugvorrichtung vor den Augen des Empfangsbeamten vorübergeführt, und zwar mit einer Geschwindigkeit, die der Beamte selbst einstellen kann.

Der erste Empfangsbeamte verfolgt mit dem Hörer die Zeichen der Gegenstation, damit etwaige Rückfragen sofort erledigt werden können. In diesem Augenblick schaltet er durch einen Schalter eine Lampe (L_1) mit grünem Licht ein, die den Sendebeamten aufmerksam macht, worauf sich dieser in den Hörempfang einschaltet und mithört, was die Gegenstation anfragt. Er ist damit in der Lage, etwa angeforderte Rückfragen sofort zu erledigen.

Hat der Empfangsbeamte selbst etwa infolge eines verstümmelten Wortes eine Rückfrage zu stellen, so kann er mit Hilfe der sogenannten Duplextaste *Tb* mit Hilfe eines Duplexrelais D R dem Sendebeamten gewissermaßen seine Taste wegnehmen und selbst die Rückfragen an die Gegenstation stellen. In diesem Falle stockt der Maschinengeber automatisch. Der Sendebeamte wird außerdem durch das Aufleuchten einer roten Lampe (L_2) von diesem Vorgang in Kenntnis gesetzt. Erlischt die rote Lampe, so kann der Sendebeamte seine Arbeit fortsetzen.

Ein besonderer Tisch wird in Zukunft dem Betriebe der Großstation Eilvese dienen, sobald die nötigen Tastleitungen dieser etwa 350 km entfernten Großstation zur Verfügung stehen. Bis dahin spielt sich der Betrieb dieser Anlage wie folgt ab:

Die zur Abgabe durch die Großstation Eilvese nach Amerika bestimmten Telegramme werden dem Raum V zugeführt und auf Hughes-Leitungen nach Hagen telegraphiert. Von Hagen aus wird der Sender in Eilvese über Kabelleitungen getastet. Der Sendedienst von Eilvese besteht in der Hauptsache aus Pressetelegrammen und Telegrammen zu halber Gebühr, sogenannten L. C.-Telegrammen. Quittungen und etwaige Rückfragen werden in der in Hagen befindlichen Empfangsapparatur, wie bereits beschrieben, aufgenommen. Die Einrichtung der Hughes-Apparatur des Raumes VIII in der Betriebszentrale zeigt Fig. 26.

Die Entwicklung des drahtlosen Verkehrs geht naturgemäß dahin, den Schnellverkehr zu fördern. Gestattet doch gerade die drahtlose Übermittelung weit höhere Wortgeschwindigkeiten, als durch Kabel; bei diesen ist die Wortgeschwindigkeit heute noch aus physikalischen Gründen beschränkt. Es sei daher über Schnelltelegraphie noch einiges gesagt:

Anfangs 1922 fand ein Probeschnellverkehr nach England statt, wobei Wortgeschwindigkeiten bis zu 100 Wörtern in der Minute bei guter Übertragung erreicht wurden.

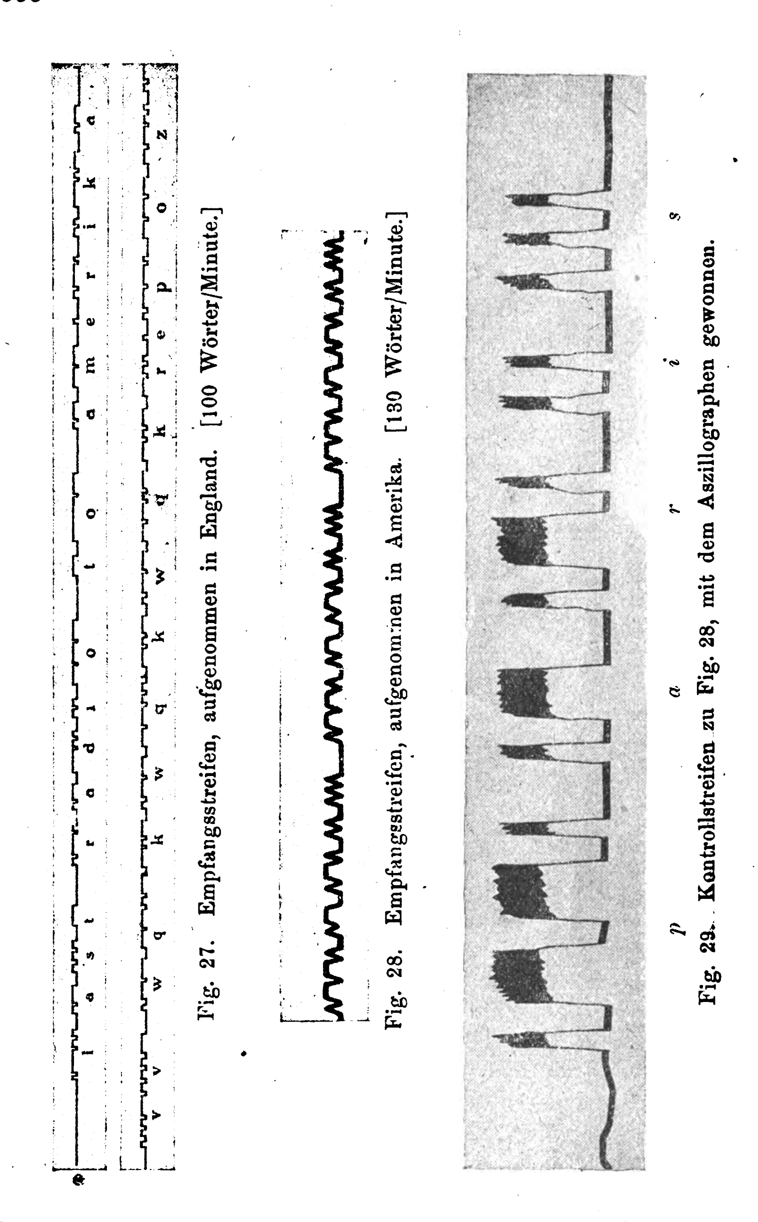


Fig. 27. Empfangsstreifen, aufgenommen in England. [100 Wörter/Minute.]

Fig. 28. Empfangsstreifen, aufgenommen in Amerika. [130 Wörter/Minute.]

Fig. 29. Kontrollstreifen zu Fig. 28, mit dem Aszillographen gewonnen.

Den in England aufgenommenen Empfangsstreifen bei Ondulatorschrift zeigt Fig. 27. Hierbei wurden etwa 50 kW getastet.

Darauf wurde die Aufgabe, mit größeren Leistungen schnell zu senden, in Angriff genommen. Am Montag, den 22. Mai konnte mit dem 400 kW-Sender in Nauen mit 130 Wörtern in der Minute getastet werden. Die Fig. 28 des in Amerika aufgenommenen Telegrammstreifens ist der beste Beweis für den vollen Erfolg des Versuches.

Die Güte der ausgesandten Zeichen wurde in Nauen kontrolliert. Fig. 29 gibt die dabei gewonnenen Oszillographenzeichen wieder.

Mit vorstehend beschriebenen Versuchen ist meines Wissens zum ersten Male in der Geschichte der drahtlosen Telegraphie die drahtlose Schnelltelegraphie auf eine so große Entfernung (6410 km) in die Tat umgesetzt worden.

Im praktischen Betrieb werden auf den drahtlosen Überseelinien während mehreren Stunden des Tages die Betriebsgeschwindigkeiten von 40—60 Wörtern in der Minute erzielt. Das Streben geht dahin, diese Geschwindigkeiten noch weiter zu erhöhen und dabei Buchstabenschrift zu verwenden.

Im Juli 1922 fanden zwischen Nauen und England Vorversuche mit dem bekannten Siemens-Typendrucker statt, die bei einer Wortgeschwindigkeit bis 120 Wörter in der Minute guten Erfolg hatten. Die Erprobung auf den Überseelinien ist nur eine Frage der Zeit.

Organisation.

An Hand des in Fig. 30 dargelegten Schemas sei nun noch kurz geschildert, welchen Lauf ein Telegramm nimmt, das von irgendeinem Aufgabeort Deutschlands dem Funkwege nach Amerika anvertraut wird.

Der Absender liefert sein Telegramm mit dem Leitvermerk „via Transradio" auf einem Postamt Deutschlands, in unserem Beispiel dem Hauptpostamt Frankfurt a. M., durch Boten auf, oder, er benutzt eine Zusprechleitung. In Frankfurt befindet sich eine von 8 Uhr früh bis 10 Uhr abends geöffnete Funkstelle des Reichsfunknetzes, das zur Beschleunigung von Überseetelegrammen an die Funkabteilung des Haupttelegraphenamtes Berlin für die reichseigenen Funklinien in den Dienst gestellt ist. In Orten, wo eine solche Funkverbindung nicht besteht, werden die Telegramme auf den Telegraphenlinien nach dem Haupttelegraphenamt Berlin befördert und, da sie als Transradio-Telegramme gekennzeichnet sind, aus dem großen Betriebe des Haupt-Telegraphenamtes der bereits erwähnten Funkabteilung im Gebäude des Postamtes 24 zugeführt. Für in Berlin aufzugebende Radiotelegramme ist im Schalter-

raum. des Postamtes Oranienburgerstraße ein besonderer Aufgabeschalter eingerichtet. Die hier aufgegebenen Telegramme gehen nicht erst in den Betrieb des Haupttelegraphenamtes, sondern direkt über die Funkabteilung an die Betriebszentrale. Das auf der Funkabteilung des Haupttelegraphenamtes eingetroffene Telegramm wird nach erfolgter Buchung und Prüfung auf Richtigkeit und Wortzahl, und ob es den sonstigen Vorschriften entspricht, durch Rohrpost der Verteilungsstelle I in Fig. 19 der Betriebszentrale zugeführt. Hier durchläuft es die bereits beschriebenen Stellen und wird dann von der Betriebszentrale aus durch den Sender in Nauen mit der Verkehrswelle

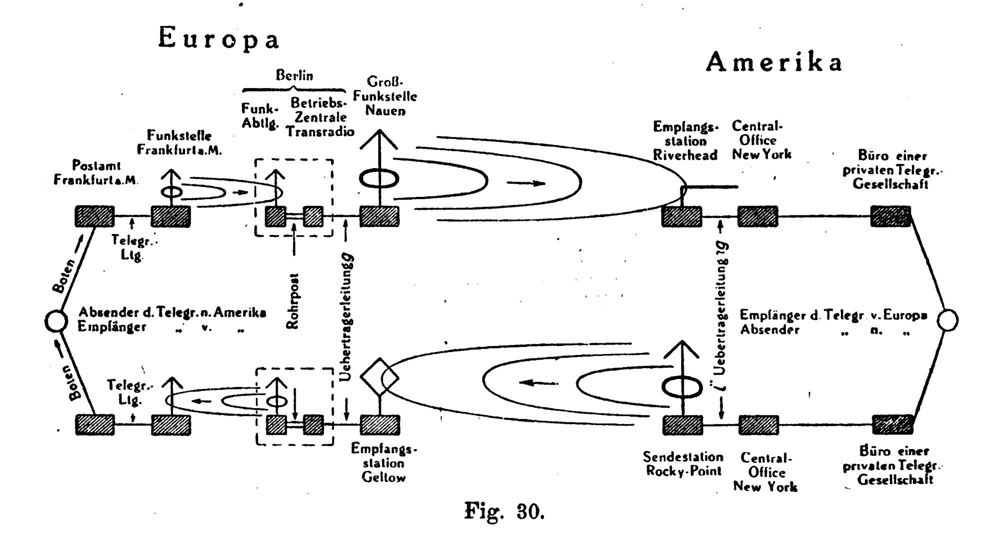


Fig. 30.

z. B. 13000 m ausgestrahlt und in Riverhead, der Empfangsanlage der Radio Corporation of America, die der Anlage in Geltow entspricht, aufgenommen. Die auf der Halbinsel Long Island, etwa 100 km von New-York entfernt liegende Station Riverhead verwendet im Gegensatz zu den Transradioanlagen langgestreckte Empfangsantennen von etwa 15 km Länge. Von Riverhead wird das Telegramm nach der Central-Office der Radio-Corporation in New-York, 64 Broad Street, geleitet, die es dem Bureau einer der privaten Telegraphengesellschaften zur Übermittlung an den Empfänger, oder, falls für New-York bestimmt, durch eigene Boten dem Empfänger zustellt.

Welchen Weg das Antworttelegramm nimmt, ist aus der gleichen Fig. 30 ersichtlich. Das Telegramm wird von Rocky Point, der Sende-

anlage der Radio Corporation, die ebenfalls auf Long Island bei Port Jefferson, und zwar 160 km von New York entfernt liegt, nach Geltow gefunkt. Der Radio Corporation of America stehen außer dieser Senderanlage noch die Stationen Tuckerton, Marion und New Brunswick für den Verkehr nach Europa und auch nach Deutschland zur Verfügung, die alle von dem Centraloffice aus gesteuert werden. Das

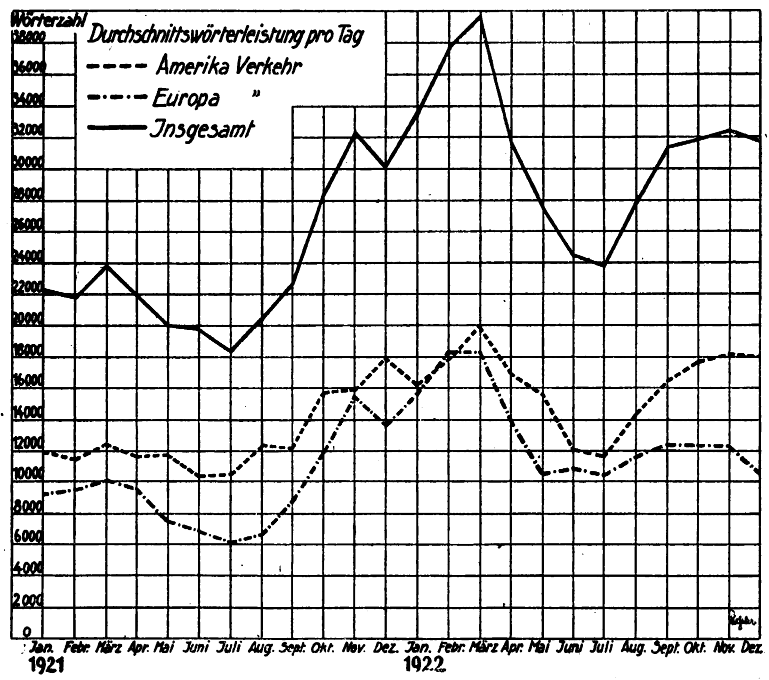


Fig. 31. Wörterleistungskurven.

in Geltow aufgenommene Antwort-Telegramm gelangt durch Übertragungsleitungen nach der Betriebszentrale und von hier durch Rohrpost zur Funkabteilung und somit in die Linien der Reichstelegraphenverwaltung.

Durch die mit der Betriebszentrale geschaffene innige Verschmelzung des Funk- und Drahtbetriebes hat Deutschland erreicht, daß beide Verkehrsmittel sich bei auftretendem Bedarf sofort ergänzen können und damit dem technisch möglichen Idealzustand nahe kommen. Die Schäden, die uns durch die gewaltsame Fortnahme unserer Überseekabel auf handelspolitischem Gebiet zugeführt wurden, sind heute so-

weit beseitigt, daß ein großer Teil des Telegraphenverkehrs mit Übersee wieder aufgenommen werden konnte. Welche Wortleistungen im Tagesdurchschnitt die drahtlosen Anlagen von Transradio, besonders durch die Einführung der Vielwegigkeit, überhaupt erreicht haben, zeigt die oberste Schaulinie der Fig. 31, die den Gesamtverkehr des Amerika- und Europadienstes darstellt. Die unterste Schaulinie veranschaulicht die Gesamtleistungen für den Europaverkehr. Ein Vergleich dieser mit der Amerikalinie zeigt, daß der im Amerika- und

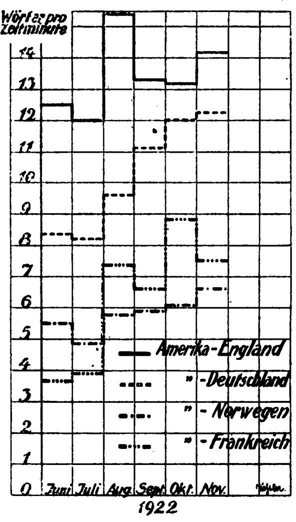


Fig. 32. Wörter pro Zeitminute.

Europadienst bewältigte Verkehr annähernd die gleiche Höhe erreicht. Ein ganz besonderes Interesse dürften noch folgende Schaulinien nach Fig. 32 erwecken. Es sind hier die auf den einzelnen drahtlosen Verkehrslinien zwischen Amerika und Europa in einer Zeitminute erzielten Wortleistungen von reinen gebührenpflichtigen Wörter für die Monate Juni bis November 1922 eingetragen. Die Zahlen umfassen die in einer Zeitminute gesandten und empfangenen Wörtern, sie lassen allerdings keinen Schluß zu in bezug auf die quantitative Leistungsfähigkeit der Funklinien, da wegen mangelnden Verkehrsmaterials viele Stunden vom Tage nicht voll ausgenutzt werden können.

Neue Aufgaben wird der Verkehr nach dem Osten, nach China und Japan bringen. Mit der Lösung dieser Aufgaben geht Hand in

Hand die Vergrößerung der Empfangsanlagen und Vergrößerung der Betriebszentrale.

Der hier kurz skizzierte Stand der telegraphiertechnischen Einrichtungen läßt aufs beste erkennen, welche Fülle von technischen und betriebstechnischen Faktoren für die betriebssichere Durchführung der gestellten Aufgaben im drahtlosen Nachrichtenverkehr bestimmend sind. Ganz besonders aber spielt die Güte des Betriebspersonals, des technischen sowohl, wie auch des reinen Funkpersonals eine hervorragende Rolle, wenn die gestellten Aufgaben vom verkehrstechnischen Standpunkt aus zufriedenstellend gelöst werden sollen.

Aber da der Verkehr stetig zunimmt, muß natürlich durch einen vorausschauenden Ausbau der Transradio-Großfunkstellen diesen Bedürfnissen Rechnung getragen werden. Dementsprechend wird die Station Nauen augenblicklich einem Umbau unterworfen, der ihre Sendeleistung und Verkehrsmöglichkeiten vervielfacht. Der Verkehr mit der in Buenos-Aires ihrer Vollendung entgegengehenden Großstation wird im Anschluß daran aufgenommen werden.

Über eine graphische Lösung einer Klasse von Differentialgleichungen, die in der drahtlosen Telegraphie auftreten.[1]

Von **Alfred A. Robb,** Sc. D., F. R. S. Mit einer Anmerkung von E. V. Appleton, M. A.

(Übersetzt von **H. Eales.**)

Teil I.

Die Differentialgleichungen, welche wir betrachten wollen, sind von der allgemeinen Form:

$$\frac{d^2 V_1}{d t^2} + f(V_1) \frac{d V_1}{d t} + m^2 V_1 = 0 . \tag{1}$$

Solche Gleichungen treten in der Theorie der Erzeugung ungedämpfter elektrischer Schwingungen durch verschiedene Typen von Generatoren auf, so z. B. bei den Poulsenschen und Duddellschen

1) Aus dem Januarheft 1922 (Bd. 43) des Philosophical Magazine.



Lichtbogenanordnungen und beim Dynatron, oder auch bei der gewöhnlichen Anordnung der Thermionenröhre mit drei Elektroden.

Wenn wir setzen: $t = \frac{\omega}{m}$ und p an Stelle von V_1 schreiben, so nimmt die Gleichung (1) die Form an:

$$\frac{d^2 p}{d\omega^2} + \frac{f(p)}{m}\frac{dp}{d\omega} + p = 0\,, \tag{2}$$

die wir als die Normalform nehmen wollen.

Um eine Lösung der Gleichung (2) zu erhalten, wollen wir p und ω als die gewöhnlichen p- und ω-Koordinaten eines Punktes auf einer Kurve betrachten; das heißt p soll die Länge des Lotes von einem festen Punkt auf eine an die Kurve gelegte Tangente bedeuten und ω den Winkel, den dieses Lot mit einer festen Linie in der Ebene bildet.

Nun ist es ein wohlbekannter Lehrsatz der Differentialrechnung, daß

$$\frac{ds}{d\omega} = p + \frac{d^2 p}{d\omega^2} \tag{3}$$

ist, worin s die Länge des Bogens der Kurve bedeutet, gemessen von einem festen Punkte auf ihr.

Wenn wir dies in Gleichung (2) einsetzen, erhalten wir

$$\frac{ds}{d\omega} + \frac{f(p)}{m}\frac{dp}{d\omega} = 0\,,$$

was nach Integration ergibt:

$$s + \frac{1}{m}\int f(p)\,dp = C\,, \tag{4}$$

worin C eine beliebige Konstante bedeutet. Dies ist die p- und s-Gleichung irgendeiner Kurve, deren p- und ω-Gleichung eine Lösung der Differentialgleichung (2) darstellt. Wir müssen nun eine Methode ermitteln, um eine solche Kurve zu konstruieren. Wir nehmen ein Stück durchsichtiges quadriertes Papier (Millimeter-Pauspapier) und indem wir rechtwinklige Achsen OX und OY annehmen, zeichnen wir auf ihm in Cartesianischen Koordinaten die Kurve

$$x + \frac{1}{m}\int f(y)\,dy = C\,. \tag{5}$$

DE möge die so gezogene Kurve sein. Nun nehmen wir ein Stück weißes Zeichenpapier, befestigen es auf einem Reißbrett und bezeichnen

auf ihm einen Punkt P. Nun legen wir das quadrierte Pauspapier so auf das weiße Zeichenpapier, daß eine der zu OX parallelen Linien auf dem quadrierten Papier durch den Punkt P geht; diese Linie möge die Kurve DE im Punkte R_0 schneiden.

Die durch P gehende und zu OX senkrechte Linie möge OX im Punkte N_0 schneiden und die durch R_0 gehende und auf OX

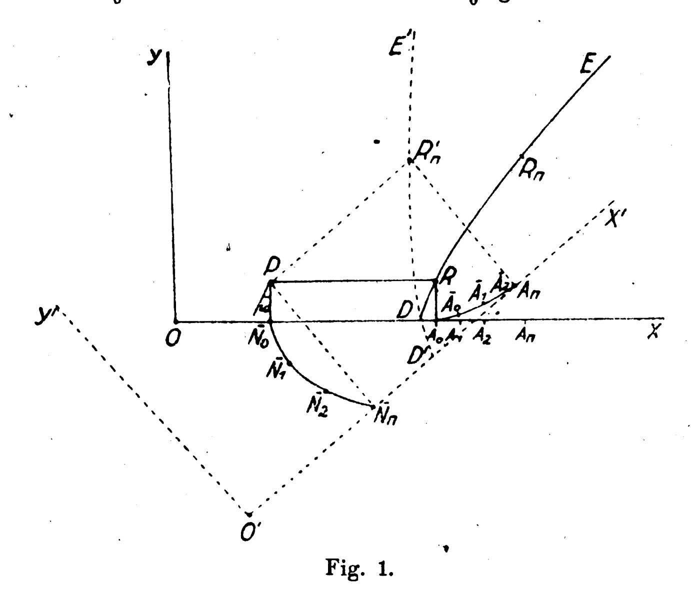


Fig. 1.

senkrechte Linie möge OX im Punkte A_0 schneiden. Nun machen wir durch den Punkt N_0 hindurch in das untere Papier einen Nadelstich und bezeichnen den so im unteren Papier markierten Punkt mit $\bar{N}_0$.

Ferner stechen wir eine Nadel durch A_0 in das Reißbrett und bezeichnen den so im unteren Papier markierten Punkt mit $\bar{A}_0$.

Nun drehen wir das quadrierte Papier um einen sehr kleinen Winkel um die durch A_0 gestochene Nadel, so daß eine andere der zu OX parallelen Linien auf ihm durch den Punkt P läuft.

Diese Linie möge die Kurve DE im Punkte R_1 schneiden, der sehr nahe an R_0 liegen mag.

Die Lotlinie durch P auf OX in ihrer neuen Lage möge OX im Punkte N_1 treffen und die durch R_1 gehende und auf OX in ihrer neuen Lage senkrecht stehende Linie möge OX im Punkt A_1 treffen.

Wie vorher machen wir nun einen Nadelstich durch N_1 in das untere Papier und bezeichnen den so im unteren Papierblatt markierten Punkt mit $\bar{N}_1$, stechen eine Nadel durch A_1 in das Reißbrett und bezeichnen den so im unteren Papierblatt markierten Punkt mit $\bar{A}_1$.

Die durch A_0 gestochene Nadel wird nun entfernt und das quadrierte Papier um einen sehr kleinen Winkel um die durch A_1 gestochene Nadel gedreht.

Die Punkte N_2 und A_2 werden nun in ähnlicher Weise wie die Punkte N_1 und A_1 festgelegt, ein Nadelstich wird durch N_2 in das untere Papier gemacht und eine Nadel durch A_2 hindurch in das Reißbrett gestochen.

Die den Punkten N_2 und A_2 entsprechenden Punkte im unteren Papier werden nun mit $\bar{N}_2$ und $\bar{A}_2$ bezeichnet und das Verfahren eine unbeschränkte Anzahl von Malen wiederholt.

Wir erhalten auf diese Weise zwei Reihen von Nadelstichen im unteren Papier: $\bar{A}_0, \bar{A}_1, \bar{A}_2, \ldots \bar{A}_n$, und $\bar{N}_0, \bar{N}_1, \bar{N}_2, \ldots \bar{N}_n$; und die zwei gebrochenen Linien $\bar{A}_0 \bar{A}_1 \bar{A}_2 \ldots \bar{A}_n$ und $\bar{N}_0 \bar{N}_1 \bar{N}_2 \ldots \bar{N}_n$ nähern sich unbegrenzt zweier Kurven, je kleiner wir die Winkel nehmen, um die wir das quadrierte Papier drehen.

Wir wollen diese die $\bar{A}$-Kurve und die $\bar{N}$-Kurve nennen.

Nun ist es offenbar, daß unter der Voraussetzung, daß die Krümmung der $\bar{A}$-Kurve innerhalb eines gegebenen Bereichs denselben Sinn behält,

$$\bar{A}_0 \bar{A}_1 + \bar{A}_1 \bar{A}_2 + \cdots + \bar{A}_{n-1} \bar{A}_n \text{ gleich ist}$$

$$A_0 A_1 + A_1 A_2 + \cdots A_{n-1} A_n, \text{ d. h.} = A_0 A_n$$

Wenn jedoch in einem Bereich die Krümmung der $\bar{A}$-Kurve positiv und in einem anderen negativ ist, so müssen die Längen mit entgegengesetztem Vorzeichen innerhalb dieser beiden Teile genommen werden, wenn diese Gleichung Gültigkeit behalten soll.[1])

Unter dieser Voraussetzung sehen wir, daß sich $A_0 A_n$ im Grenzfalle der Länge der $\bar{A}$-Kurve zwischen den entsprechenden Punkten nähert. Ferner sind $P\bar{N}_0, P\bar{N}_1, P\bar{N}_2 \ldots P\bar{N}_n$ die Lote von P auf die verschiedenen Lagen der Linie OX, die im Grenzfalle die Tangente an die $\bar{A}$-Kurve wird; somit stellen $P\bar{N}_0$, $P\bar{N}_1$ usw. die aufeinanderfolgenden Werte von p dar.

Da weiterhin $P\bar{N}_n$ gleich $R_n A_n$ ist, so ist es klar, daß die Be-

1) Es ist leicht einzusehen, daß ein Maximum oder Minimum von x als Funktion von y einem Punkt auf der A-Kurve entspricht, wo die Krümmung ihren Sinn ändert.

ziehung (4) erfüllt ist und somit ist die $\bar{A}$-Kurve diejenige Kurve, die wir gesucht haben.

Andererseits ist die $\bar{N}$-Kurve eine solche, deren Polar-Gleichung mit P als Pol eine Lösung der Differentialgleichung (2) ist und in der Praxis bequemer ist als die $\bar{A}$-Kurve.

Wenn man der Integrationskonstante C verschiedene Werte gibt, so hat dies die Wirkung, den Koordinatenanfang auf dem quadrierten Papier längs der X-Achse zu verschieben, und da dies keinen Einfluß auf das Lösungsverfahren hat, so können wir für C jeden beliebigen Wert nehmen.

Die Lage des Punktes P in bezug auf die Kurve DE ist jedoch wichtig, da verschiedene Lagen verschiedenen Lösungen der Gleichung (2) entsprechen.

Wenn wir wünschen, eine solche Lösung der Differentialgleichung zu erhalten, die gegebenen Anfangsbedingungen genügt, so können wir voraussetzen, daß wir zu Anfang haben:

$$p = p_0$$

und

$$\frac{dp}{d\omega} = \left(\frac{dp}{d\omega}\right)_0 .$$

Nun wird bei der gewöhnlichen Methode der Ableitung der Gleichung (3), wie sie in Lehrbüchern der Differentialrechnung gegeben wird, gezeigt, daß der Abstand zwischen dem Berührungspunkt $\bar{A}_0$ und dem Fußpunkt $\bar{N}_0$ des Lotes von P auf die Tangente in $\bar{A}_0$ gleich ist dem Wert von $\frac{dp}{d\omega}$ an diesem Punkt.

Aber dieser Abstand ist auch gleich $R_0 P$, und somit haben wir nur eine Ordinate $A_0 R_0$ gleich p_0 auf der Kurve auf dem quadrierten Papier zu nehmen und eine Länge $R_0 P$ gleich $\left(\frac{dp}{d\omega}\right)_0$ längs einer parallel zur x-Achse liegenden Linie abzumessen, um das quadrierte Papier über dem Punkt so einzustellen, daß sich die gesuchte Lösung ergibt.

Teil II.

Durch eine kleine Abänderung der oben beschriebenen Methode ist es möglich, eine Lösung der allgemeinen Form von Differentialgleichungen zu erhalten:

$$\frac{d^2 V_1}{d t^2} + f(V_1)\frac{d V_1}{d t} + m^2 V_1 = \Phi(t) . \tag{1}$$

Gleichungen dieser Form treten ebenfalls bei Problemen, die mit der drahtlosen Telegraphie verbunden sind, auf, und in praktisch wichtigen Fällen haben wir, wenn auch nicht immer,

$$\Phi(t) = a \cdot \sin m t .$$

Um die Gleichung (1) zu lösen, wollen wir, wie oben, $t = \frac{\omega}{m}$ setzen und p an Stelle von V_1 schreiben. Dann wird aus Gleichung (1)

$$\frac{d^2 p}{d\omega^2} + \frac{f(p)}{m} \frac{dp}{d\omega} + p = \frac{1}{m^2} \Phi\left(\frac{\omega}{m}\right). \tag{2}$$

Wie im obigen Falle wollen wir p als den senkrechten Abstand eines festen Punktes von einer an eine Kurve gelegten Tangente betrachten und ω als den Winkel, den dieses Lot mit einer festen Linie in der Ebene der Kurve bildet.

Dann ist wieder

$$\frac{ds}{d\omega} = p + \frac{d^2 p}{d\omega^2},$$

wo s die Länge der Kurve bedeutet, gemessen von einem festen Punkt ab auf ihr.

Die Gleichung (2) wird somit:

$$\frac{ds}{d\omega} - \frac{1}{m^2} \Phi\left(\frac{\omega}{m}\right) + \frac{f(p)}{m} \frac{dp}{d\omega} = 0 .$$

Nach Integration ergibt sich hieraus:

$$s - \frac{1}{m^2} \int \Phi\left(\frac{\omega}{m}\right) d\omega + \frac{1}{m} \int f(p)\, dp = C , \tag{3}$$

worin C irgendeine Konstante bedeutet.

Wir nehmen nun ein Stück durchsichtiges quadriertes Papier und zeichnen, nachdem wir die rechtwinkligen Koordinatenachsen OX und OY angenommen haben, auf ihm in Cartesianischen Koordinaten die Kurve

$$x + \frac{1}{m} \int f(y)\, dy = C . \tag{4}$$

Es möge DE die so gezeichnete Kurve sein. Wir nehmen darauf ein Stück weißen Zeichenpapiers, befestigen es auf einem Reißbrett und markieren auf ihm einen Punkt P.

Nachdem wir dann auf dem weißen Zeichenpapier eine besondere Richtung festgelegt haben, in bezug auf welche der Winkel ω gemessen

werden soll, und indem wir ferner P als den Pol annehmen, zeichnen wir auf ihm in Polarkoordinaten die Kurve

$$r = -\frac{1}{m^2}\int \Phi\left(\frac{\omega}{m}\right) d\omega . \tag{5}$$

Der Integrationskonstanten können wir jeden beliebigen Wert geben, indessen ist es am bequemsten, ihr einen solchen Wert zu geben, daß die Kurve so einfach wie möglich wird.

Wir erhalten dann:

$$s + r + \frac{1}{m}\int f(p)\, dp = C .$$

Nun wollen wir das durchsichtige quadrierte Papier so auf das weiße Zeichenpapier legen, daß eine der zu OX parallelen Linien des qua-

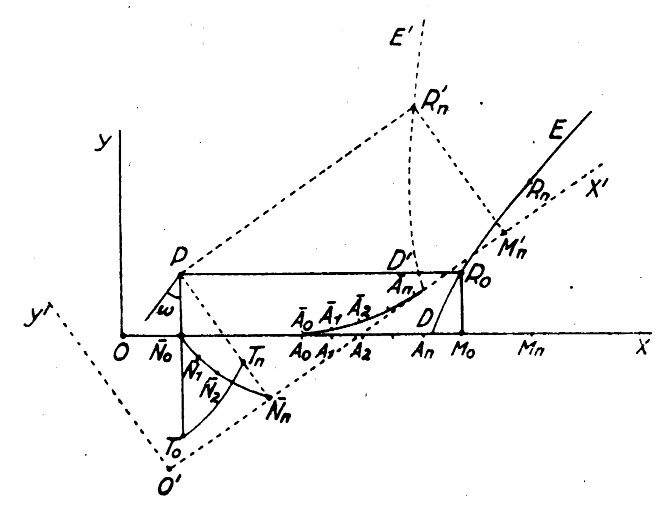


Fig. 2.

drierten Papiers durch den Punkt P hindurchgeht; diese Linie mag die Kurve DE im Punkte R_0 schneiden.

Die durch P gehende und zu OX senkrechte Linie möge OX' in N_0 schneiden und die Kurve (5) in T_0, und die Senkrechte durch R_0 auf OX möge OX in M_0 schneiden.

Wir messen nun eine Länge $M_0 A_0$ gleich PT_0 (oder r_0) längs der x-Achse ab und zwar von M_0 aus in der negativen Richtung, wenn r_0 positiv ist, oder in der positiven Richtung, wenn r_0 negativ ist. Durch A_0 stechen wir eine Nadel in das Reißbrett.

Den auf diese Weise im unteren Papier markierten Punkt bezeichnen wir mit $\bar{A}_0$.

Sodann stechen wir mit einer Nadel durch N_0 hindurch in das untere Papier und bezeichnen den so markierten Punkt mit $\bar{N}_0$.

Hierauf drehen wir das quadrierte Papier um einen sehr kleinen Winkel um die durch A_0 gestochene Nadel, bis eine andere der zu OX parallelen Linien auf ihr durch den Punkt P hindurchgeht.

Diese Linie möge die Kurve DE im Punkte R_1 schneiden, der sehr nahe bei R_0 liegt.

Die Senkrechte durch P auf die Linie OX in ihrer neuen Lage möge OX in N_1 und die Kurve (5) in T_1 schneiden, und die Senkrechte durch R_1 auf die Linie OX in ihrer neuen Lage möge OX in M_1 schneiden.

Wir messen nun eine Länge $M_1 A_1$ gleich PT_1 (oder r_1) längs der x-Achse ab wie vorher, stechen eine Nadel durch A_1 in das Reißbrett und entfernen die durch A_0 gesteckte Nadel.

Den Punkt im unteren Papier, der durch die durch A_1 gehende Nadel festgelegt ist, bezeichnen wir mit $\bar{A}_1$.

Ferner stechen wir eine Nadel durch N_1 in das untere Papier und bezeichnen den so markierten Punkt mit $\bar{N}_1$.

Das beschriebene Verfahren wiederholen wir eine unbeschränkte Anzahl von Malen und wir erhalten so zwei Reihen von Nadelstichen im unteren Papier, $\bar{A}_0$, $\bar{A}_1$, $\bar{A}_2 \ldots \bar{A}_n$ und $\bar{N}_0$, $\bar{N}_1$, $\bar{N}_2 \ldots \bar{N}_n$, und diese nähern sich, je kleiner wir die Winkel machen, um die das quadrierte Papier gedreht wird, mehr und mehr zweien Kurven. Wir wollen diese Kurven die $\bar{A}$-Kurve und die $\bar{N}$-Kurve nennen.

Offenbar ist

$$\bar{A}_0 \bar{A}_1 + \bar{A}_1 \bar{A}_2 + \cdots + \bar{A}_{n-1} \bar{A}_n = A_0 A_1 + A_1 A_2 + \cdots + A_{n-1} A_n,$$

und wenn die A-Kurve in einem bestimmten Bereiche eine Krümmung desselben Vorzeichens hat, dann ist diese Länge $= A_0 A_n$, so daß sich $A_0 A_n$ im Grenzfalle der Länge der Strecke auf der $\bar{A}$-Kurve nähert.

Ferner sind $P\bar{N}_0$, $P\bar{N}_1$, $P\bar{N}_2 \cdots P\bar{N}$ die Lote von P auf die verschiedenen Lagen der Linie OX, die im Grenzfalle die Tangente an die $\bar{A}$-Kurve wird; infolgedessen werden $P\bar{N}_0$, $P\bar{N}_1$, $P\bar{N}_2 \cdots P\bar{N}$ aufeinanderfolgende Werte von p für diese Kurve.

Bis wir gezeigt haben, daß die $\bar{A}$-Kurve die eine gesuchte ist, wollen wir die p und s dieser Kurve durch Akzente unterscheiden.

Nun haben wir

$$P\bar{N}_n = R_n M_n ,$$

und dies ist die Ordinate der Kurve (4), die dem Punkte M_n auf der x-Achse entspricht, während

$$\bar{A}_0 A_n + A_n M_n = A_0 M_m = O M_n - O A_0$$

oder

$$A_0 \bar{A}_n + r_0 = x - O A_0 .$$

Wir haben somit, da $\bar{A}_0 \bar{A}_n = \delta s'$ ist, für die A-Kurve

$$\delta s' - \frac{1}{m^2}\int \Phi\left(\frac{\omega}{m}\right) d\omega + \frac{1}{m}\int f(p')\,dp' = x + \frac{1}{m}\int f(y)\,dy - O A_0 .$$

Aber die rechte Seite dieser Gleichung ist konstant und somit besteht für die $\bar{A}$-Kurve die Beziehung (3) zu recht.

Somit ist es offenbar, daß die $\bar{A}$-Kurve eine solche ist, deren p- und ω-Gleichung der Differentialgleichung (2) Genüge leistet. Andererseits ist die $\bar{N}$-Kurve eine solche, deren Polargleichung mit P als Pol der Differentialgleichung (2) Genüge leistet, und diese Kurve ist bequemer als die $\bar{A}$-Kurve, um die Beziehungen zwischen p und ω direkt zu geben.

In dem besonderen Falle, wo

$$\Phi(t) = a \cdot \sin m t$$

ist, wird die Kurve (5)

$$r = -\frac{a}{m^2}\int \sin\omega\, d\omega$$

$$= \frac{a}{m^2}\cos\omega + \text{const.}$$

Wenn man die Integrationskonstante als Null annimmt, so erhalten wir die einfachste Kurve, nämlich

$$r = \frac{a}{m^2} \cdot \cos\alpha .$$

Dies ist offenbar ein Kreis, der durch P hindurchgeht und dessen Durchmesser $= \frac{a}{m^2}$ ist. Somit kann in diesem besonderen Falle, der einer von besonderer Wichtigkeit ist, die Kurve (5) sehr leicht gezeichnet werden. Die Kurve (5) könnte auch mit einem von P verschiedenen Pole, falls wir wünschen, daß sie nicht zu nahe bei der $\bar{N}$-Kurve liegen soll, verbunden werden.

Die parallel zur Y-Achse verlaufenden Linien auf dem quadrierten

Papier würden dann noch immer die richtige Richtung des Radiusvektor ergeben.

Man wird bemerken, daß, sofern die Funktion Φ Null ist, die Punkte $A_0, A_1, A_2 \ldots A_n$ jeweils mit den Punkten $M_0, M_1, M_2 \ldots M_n$ zusammenfallen, und wir erhalten dann dasselbe Resultat wie wir es zuvor erhielten.

Zum Schlusse spreche ich meinen besten Dank Herrn E. V. Appleton aus, der meine Aufmerksamkeit auf die Wichtigkeit dieses Problems lenkte.

Anmerkung zu dem Vorstehenden von E. V. Appleton, M. A. Die Erzeugung ungedämpfter elektrischer Schwingungen wird heutzutage auf verschiedenen Wegen ausgeführt. Aber in den meisten

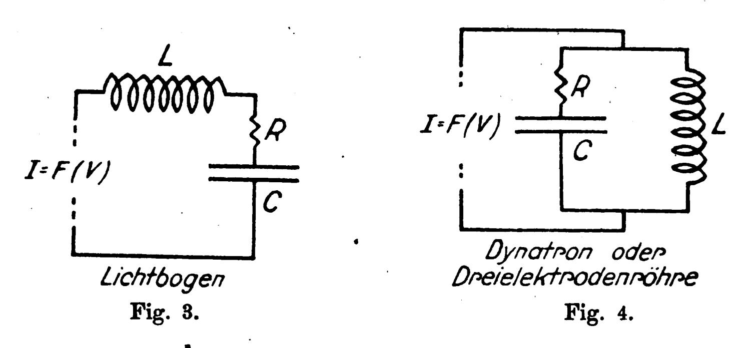


Fig. 3. Fig. 4.

Fällen kann man die Generatoranordnung sehr einfach auf zwei Elemente zurückführen, nämlich 1. auf einen Schwingungskreis, der Selbstinduktion, Kapazität und einen kleinen Widerstand enthält, und 2. irgendeine Art von Leiter, der eine nicht lineare Strom-Spannungscharakteristik besitzt. Manchmal wird der Leiter in Reihe mit der Kapazität in den Schwingungskreis geschaltet, wie z. B. bei dem Poulsen-Bogen, aber öfter noch wird er als Nebenschluß quer zum Kondensator geschaltet, wie z. B. beim Dynatron[1]) und bei der gewöhnlichen Dreielektroden-Generatorröhre[2]) (siehe die nebenstehenden Fig. 3 und 4, in denen der Leiter so dargestellt ist, daß er die Strom-Spannungsbeziehung $I = F(V)$ besitzt).

In beiden Fällen kann die Grundgleichung des Generators, die die Beziehung zwischen der Spannung V_1 an den Klemmen des Kondensators und der Zeit t darstellt, reduziert werden auf

1) Hull, Proc. Inst. Rad. Eng. Bd. 6, S. 5 (1918).

2) Appleton und van der Pol, Phil. Mag., Bd. 42, S. 201 (August 1921).

$$\frac{d^2 V_1}{d t^2} + f(V_1) \frac{d V_1}{d t} + m^2 V_1 = 0, \quad (1)$$

wo $f(V_1)$ und m^2 die Konstanten C, r und L des Kreises enthält. Für viele Zwecke genügt es, die Charakteristik $I = F(V)$ als linear anzusehen (z. B. indem man von den einschränkenden Bedingungen für die Instabilität absieht), aber es ist klar, daß das Einbeziehen der nicht linearen Beziehung wichtig ist bei der Untersuchung der Schwingungen mit konstanterhaltener Amplitude oder bei der Erzeugung von Oberschwingungen.

Ein gewisser Fortschritt bei der Lösung von (1) für die einigermaßen beschränkten Fälle, in denen $f(V_1)$ einfach durch eine Potenzreihe ausgedrückt werden kann, ist von Dr. van der Pol und dem Verfasser[1]) erzielt worden, aber sie wurde nicht auf den Fall ausgedehnt, wo die rechte Seite der Gleichung nicht Null ist. Dieser letztere Fall (der in Teil II der Abhandlung von Dr. Robb behandelt wird), ist von praktischer Wichtigkeit, da er den Fall einer sinusförmigen elektromotorischen Kraft darstellt, die einem Empfangskreis mit einem Kristalldetektor oder einer Dreielektroden-Empfängerröhre zugeführt wird.

1) Phil. Mag. a. a. O. S. 177.

Referate.

Kurt Heegner (Selbstreferat), Über elektrisch und magnetisch gekoppelte, durch Elektronenröhren erregte Schwingungskreise. (Archiv für Elektrotechnik, Bd. 11, S. 239—266, 1922.)

Die Arbeit befaßt sich mit elektrisch und magnetisch gekoppelten Kreisen, die durch primäre und sekundäre Röhrenrückkopplung zu Schwingungen angeregt werden. Die Untersuchung gründet sich auf den linearen Ansatz

$$i_a + S \mathfrak{v}_g + \frac{\mathfrak{v}_a}{R_i} = 0$$

in welchem S die Steilheit der Röhre bedeutet und R_i den inneren Widerstand. Zunächst wird eine bekannte Schaltung behandelt, in welcher der eine der beiden miteinander gekoppelten Kreise (L_1, R_1, C_1) in die Anodenleitung der Röhre gelegt ist, der andere (L_2, R_2, C_2) in den Gitterkreis. Die elektrische Kopplung wird durch einen an Gitter

und Anode gelegten Kondensator C_{12} vermittelt. Die Schwingungsgleichung vierten Grades in $x = -d + j\omega$ berechnet sich zu:

$$\begin{vmatrix} \left(C_1' x + \frac{1}{R_i}\right) & 1 & (S - C_{12} x) & 0 \\ C_{12} x & 0 & -C_2' x & -1 \\ 1 & -(L_1 x + R_1) & 0 & L_{12} x \\ 0 & L_{12} x & 1 & -(L_2 x + R_2) \end{vmatrix} = 0 \qquad (1)$$

aus welcher Dämpfung d und Frequenz ω bestimmt werden können. Es bedeuten in Gleichung (1)

$$C_1' = C_1 + C_{12} \qquad C_2' = C_2 + C_{12}$$

Unter den Spulenströmen i_1 und i_2 besteht die Beziehung

$$i_1 [x^2(C_{12} L_1 + C_2' L_{12}) + R_1 C_{12} x] = i_2 [1 + R_2 C_2' x + (C_2' L_2 + C_{12} L_{12}) x^2] \quad (2)$$

Aus dieser Gleichung folgt, daß die elektrische und magnetische Kopplung sich annähernd aufheben, wenn

$$C_{12} L_1 + C_2' L_{12} = 0 \qquad (3)$$

Gleichung (1) stellt sekundäre Rückkopplung dar insofern, als die Spannung des Sekundärkreises an das Gitter der Röhre gelegt ist. Zur Einführung werden die einfachsten Fälle der sekundären Rückkopplung unter der vereinfachenden Annahme, daß R_i konstant ist, diskutiert, nämlich erstens $C_{12} = 0$, zweitens $L_{12} = 0$. Es werden die elementaren Eigenschaften dieser Schaltungsweise ohne weitere Einschränkung hergeleitet. Nur eine Kopplungsschwingung ist möglich, und zwar je nach Wahl des Vorzeichens der Kopplung zwischen den Kreisen die eine oder die andere. Die Sekundärkapazität wird geändert, und die zum Einsetzen der Schwingung erforderlichen Steilheiten als Ordinaten aufgetragen. Diese Kurve hat in der Nähe der Resonanz ein Minimum, in welchem die Rückkopplung am stärksten ist. Mit wachsender Dämpfung im Anodenkreise rückt die Kurve nicht nur in die Höhe, sondern das Minimum wandert auch zu größeren Kapazitätswerten. Zumeist findet sich das Minimum bei wenig tiefer gestimmtem Sekundärkreis. Bei hinreichender Rückkopplung wird der Primärkreis vor der Resonanz maximal erregt, während der Strom des Sekundärkreises dicht hinter dem Minimum der Rückkopplungskurve ein Maximum hat.

Die allgemeine Untersuchung wird unter der Voraussetzung durchgeführt, daß $\frac{1}{R_i}$ proportional S ist, indem DS für $\frac{1}{R_i}$ gesetzt werden

kann. Die Lösung gründet sich auf den Umstand, daß in der Determinante (1) die Größen C_1', $\frac{1}{R_i}$, S nur in der ersten Zeile auftreten. Somit werden die Koeffizienten der Gleichung vierten Grades in x lineare Funktionen dieser Größen. Für den stationären Zustand ist $x = j\,\omega$, und die Trennung von Reellem und Imaginärem liefert zwei lineare Gleichungen für C_1' und S. Die Ausrechnung liefert für C_1' und S rationale kubische Funktionen in ω^2. Indem ω als unabhängige Variable betrachtet wird, stellt die Abhängigkeit zwischen C_1' und S, welche als Rückkopplungskurve bezeichnet wird, eine rationale kubische Kurve dar, deren Parameter die Frequenz ist. Es stellt dies eine der Natur der Aufgabe angemessene und einfache Lösung dar. Für die Rechnung werden die Variabeln eingeführt

$$c = C_1' \cdot \frac{L_1}{C_2' L_2} \qquad q = \frac{R_2 L_1}{R_i L_2} = S \cdot \frac{D R_2 L_1}{L_2} \qquad p = \omega^2 L_2 C_2' \quad (4)$$

außerdem benötigen wir für den Bericht noch folgende Konstanten

$$\frac{C_{12}}{C_2'} \frac{1}{D} = \eta_e \qquad \frac{L_{12}}{L_1} \frac{1}{D} = \eta_m \qquad \frac{L_{12}^2}{L_1 L_2} = m \qquad (5)$$

Für den Fall der elektrischen Kopplung wird die Rechnung vollständig durchgeführt, und es ergibt sich, daß nur für Frequenzen, die innerhalb der Grenzen

$$1 > p > \frac{1}{1 + \eta_e} \qquad (6)$$

liegen, die Rückkopplungskurve im positiven Gebiet von q verläuft. Auch ist nicht für jede Einstimmung der Kreise eine zur Aufrechterhaltung der Schwingungen hinreichende Rückkopplung vorhanden. Die Einschränkung ist gegeben durch

$$c < 1 + \eta_e \qquad (7)$$

indem die Kurve noch vor diesem Wert zurückläuft und die Schwingung im Rückkehrpunkt plötzlich abklingt.

Bei Hinzunahme von magnetischer Kopplung finden sich für den Bereich möglicher Frequenzen die Grenzen

$$p = \frac{1}{1 - m} \quad \text{und} \quad \frac{1 - \eta_m}{(1 - m)(1 + \eta_e)} \qquad (8)$$

Im Falle $\eta_m = -\eta_e$, welcher mit der Bedingung (3) zufolge (5) übereinstimmt, fallen die Grenzen zusammen, und es ist stets möglich die durch die elektrische Kopplung hervorgebrachte Rückkopplung durch die magnetische aufzuheben.

Die weiteren Untersuchungen beziehen sich auf eine Zweiröhrenanordnung. Die zur Rückkopplung dienende Spannung wird dem Gitter eines Vorrohres zugeführt, in dessen Anodenleitung ein Widerstand W geschaltet ist. Die Spannungsänderungen der Anode werden über eine Kapazität dem Gitter des Hauptrohres zugeführt (vgl. die Arbeit von Heegner und Leithäuser, Bd. 17, S. 21—39, 1921, Fig. 1, 2 und 4). Zur Regulierung der Rückkopplung sei dem Sekundärkreis noch ein Kapazitätskanal C_{2r}, C_{2r}' parallel gelegt in der Weise, daß die Kapazität C_{2r}' an Gitter und Kathode des Vorrohres zu liegen kommt. Auch auf diese Schaltung findet die Schwingungsgleichung in (1) und die abgeleiteten Beziehungen Anwendung, sobald S durch eine negative Größe ersetzt wird:

$$S' = -S \frac{C_{2r}}{C_{2r} + C_{2r}'} \frac{1}{D'} \frac{W}{W + R_i'} \tag{9}$$

indem D' und R_i' Durchgriff und innerer Widerstand der Vorröhre bedeuten. Für η_e und η_m in Gleichung (5) sind ebenfalls negative Größen zu setzen. So tritt an die Stelle von η_e

$$\eta_e' = \frac{C_{12}}{C_2'} S' R_i = -\frac{C_{12}}{C_2'} \frac{C_{2r}}{C_{2r} + C_{2r}'} \cdot \frac{1}{D D'} \cdot \frac{W}{W + R_i'} \tag{10}$$

Zunächst wird die elektrische Kopplung in Betracht gezogen. Solange $-\eta_e' < 1$ bleibt, sind die möglichen Frequenzen in zwei Grenzen eingeschlossen

$$1 < p < \frac{1}{1 + \eta_e'} \tag{11}$$

und nur bei Einstimmungen der Kreise

$$c > 1 + \eta_e' \tag{12}$$

ist Schwingungserzeugung möglich. Sobald aber $-\eta_e' > 1$ wird, ist für die Frequenz keine obere Grenze mehr vorhanden. Bei fortgesetzter Verkleinerung der Primärkapazität C_1 nähert man sich einem Spezialfall an, der durch Fortlassen der Sekundärspule erhalten wird ($L_2 x + R_2 = \infty$). Für diesen Fall reduziert sich die Schwingungsgleichung zu

$$\frac{1}{L_1 x + R_1} + C_1' \left(1 - \frac{C_{12}^2}{C_1' C_2'}\right) x = -\frac{1}{R_i}(\eta_e' + 1) \tag{13}$$

und diese Schaltung gibt bei $-\eta_e' > 1$ ein Mittel an die Hand, auch R_i durch eine negative Größe zu ersetzen.

Bei Hinzunahme von magnetischer Kopplung bleiben die in Glei-

chung (8) aufgeführten Grenzen für die Frequenz nur dann in Gültigkeit, wenn $-\eta_e' < 1$, $\eta_m' < 1$ und $-\eta_e'$ und η_m' merklich voneinander verschieden sind. Sobald $-\eta_e' > 1$, $\eta_m' > 1$ und merklich voneinander verschieden sind, liegen die möglichen Frequenzen außerhalb des in Gleichung (8) gekennzeichneten Bereiches. Indem sich zwei getrennt liegende Frequenzstreifen ergeben, ist zu vermuten, daß beide Schwingungen rückgekoppelt sind. Zur Entscheidung wird der Doppelpunkt der rationalen kubischen Kurve herangezogen, in welchem die beiden Schwingungen die gleiche Rückkopplung aufweisen. Es zeigt sich, daß unter den gemachten Voraussetzungen die Koordinaten c und q für diesen Doppelpunkt positive Werte erhalten können, und zwar durchschneidet sich die Kurve bei überwiegender magnetischer Kopplung bei höher gestimmtem Primärkreis, ebenso findet bei überwiegender elektrischer Kopplung das Auswechseln der Schwingungen bei tiefer gestimmtem Primärsystem statt. Für den Fall $-\eta_e' = \eta_m'$ ist der Doppelpunkt stets isoliert, die Kurve verläuft unterhalb desselben in einem Zuge, so daß ein Auswechseln der Schwingungen nicht stattfindet. An dem Fall $-\eta_e' = 1$, in welchem die rationale kubische Kurve in einen Kegelschnitt und eine gerade Linie zerfällt, werden die Übergänge der einzelnen Kurvenformen ineinander erläutert.

In einer dritten Schaltungsserie werden die gekoppelten Kreise so an die Röhrenanordnung geschaltet, daß an Stelle von S und R_i negative Größen treten. Eine Lösung dieser Aufgabe besteht darin, daß man sowohl dem Primärkreise als auch dem Sekundärkreise einen Kapazitätskanal parallel legt (C_{1r}, C_{12r} und C_{2r}, C_{12r}). Beide Kanäle vereinigen sich in der an Gitter und Kathode des Vorrohres liegenden Kapazität C_{12r}.

An die Stelle von S, R_i, η_e sind die Werte zu setzen:

$$S' = -S \frac{C_{2r}}{C_{12r} + C_{1r} + C_{2r}} \cdot \frac{1}{D'} \frac{W}{W + R_i'}$$

$$\frac{1}{R_n} = -S \frac{C_{1r}}{C_{12r} + C_{1r} + C_{2r}} \frac{1}{D'} \frac{W}{W + R_i'} + \frac{1}{R_i} \qquad (14$$

$$\eta_c = \frac{C_{12}}{C_2'} S' R_n = \frac{C_{12}}{C_2'} \frac{C_{2r}}{C_{1r} - D D' \frac{W + R_i'}{W} (C_{12r} + C_{1r} + C_{2r})}$$

Die Schaltung stellt die Vereinigung von primärer und sekundärer Rückkopplung dar, indem die primäre Rückkopplung durch C_{1r}, die sekundäre durch C_{2r} regulierbar ist. Da sowohl S' als auch R_n negativ

ist, fällt η_e positiv aus, hingegen ist q negativ, so daß die Fortsetzung der Kurven, welche für die ursprüngliche Schaltung mit einem Rohr ermittelt worden waren, in negatives Gebiet von q auf die dritte Schaltungsserie Anwendung findet. Für die Fortsetzung der Kurven in negatives Gebiet von q kommen nunmehr die Frequenzbereiche in Frage, welche an den durch Gleichung (8) gegebenen Bereich anstoßen, so daß wiederum beide Frequenzen rückgekoppelt sind. Die sekundäre Rückkopplung drängt die Stelle, in welcher beide Schwingungen die gleiche Rückkopplung aufweisen, aus der Resonanz heraus. Die Gestalt der Kurve als auch das Verhalten derselben bei abnehmender Kopplung zwischen den Kreisen und beim Entgegenwirken von elektrischer und magnetischer Kopplung wird durch Zentralprojektion von besonders einfachen Repräsentanten der rationalen kubischen Kurve erläutert. Die Ergebnisse bei primärer Rückkopplung werden nochmals bei elektrischer Kopplung der Kreise hergeleitet.[1] Dasselbe, was bei sekundärer Rückkopplung für die eine mögliche Schwingung festgestellt wurde, gilt bei primärer Rückkopplung für beide, nämlich daß nicht für jede Einstimmung der Kreise eine zur Aufrechterhaltung der Schwingung hinreichende Rückkopplung vorhanden ist. Genauer untersucht werden noch die kritischen Verhältnisse von primärer und sekundärer Rückkopplung bei magnetischer Kopplung der Kreise. Die Kopplung, bei der an Stelle des Auswechselns der Schwingungen ein kontinuierlicher Übergang tritt, ist von kleinerer Größenordnung als der Dämpfungsfaktor, und dieser Vorgang findet nur in der Nähe der Resonanz statt.

Es folgen einige vorläufige Mitteilungen über das Auftreten von Schwebungen. Die durch kapazitive Abriegelung des Gitters hervorgebrachte Stoßerregung unterhält beide Kopplungsschwingungen, sobald diese die gleiche Rückkopplung aufweisen. Eine zweite Art von Schwebungen beruht auf anomalem Verlauf der Rückkopplungskurve.

1) Über den Zwischenkreis-Röhrensender, Archiv f. Elektrotechnik, Bd. 9, S. 127.

R. Mesny: Erzeugung mehrphasiger Hochfrequenzschwingungen mit Elektronen. C. R. **175**, 1922, S. 691—692.

Wenn man n-Elektronenröhren in n-fach symmetrisch-geometrischer Anordnung schaltet, erhält man eine Anordnung, mit der man Mehrphasenschwingungen von wenigstens $n$ter Ordnung erzeugen kann. Die Figur zeigt eine solche Schaltung zur Erzeugung von Drei-

phasenströmen. Die Glühkathoden der drei Röhren R_1, R_2, R_3 liegen parallel zur Heizbatterie H. Die drei Selbstinduktionen in den Anodenkreisen sind an dem gemeinsamen Punkt P geführt, an dem die Anodenspannung A liegt. Die drei Gitterkopplungsspulen sind auch in einem gemeinsamen Punkte G vereinigt und damit mit der Kathode

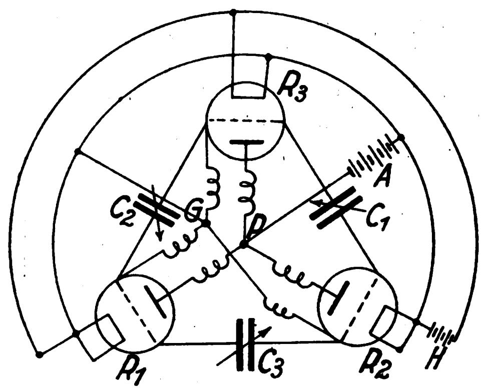


Fig. 1.

verbunden. Die drei Kondensatoren C_1, C_2, C_3 liegen zwischen je zwei Gittern der drei Röhren.

Man erhält nur eine Schwingung, wenn die entsprechenden Elemente der drei Kreise bis auf wenige Prozent übereinstimmen, bei größeren Abweichungen entstehen 2 bis 3 Hauptschwingungen. Mit dem Dreiphasenstrom kann man in üblicher Weise ein Drehfeld erzeugen und hat damit ein Mittel in der Hand Phasenverhältnisse von Hochfrequenzströmen der gleichen Frequenz zu messen, auch nach einer Nullmethode. Die Anwendungen sind zahlreich. Es wird auf die Phasenunterschiede der verschiedenen Stufen eines Verstärkers hingewiesen. Ernst Lübcke.

L. L. Nettleton: Characteristics of a Short Whave Oscillator at Very Low Pressures. Proc. Nat. Acad. America **8**, 1922, S. 353—357.

Die von Barkhausen und Kurz (Phys. ZS. **21**, 1920, S. 1) entdeckte Erregungsart kurzer Wellen mit einer Dreielektrodenröhre ist bisher nur an handelsüblichen Röhren studiert worden. Barkhausen und Kurz erklärten die Schwingungserzeugung durch Bewegung von Elektronen, und die unter den angewandten Potentialen

berechnete Zeit zum Durchfliegen der Strecke von der Kathode zur Anode und zurück stimmte gut mit der mit Hilfe Lechersche Drähte gemessene Periodenzahl überein (vgl. Jahrb. **15**, 342, 1920). Gill und Morrell (Phil. Mag. **44**, 1922, S. 161, Jahrb. **15**, 342, 1920) benutzen ebenso wie Barkhausen und Kurz „harte" Röhren und fanden die Ursache für die Schwingungen in dem angeschlossenen elektrischen System. Der Verf. hatte seine Röhre an der Pumpe dauernd angeschlossen und konnte sich so jeden Betriebsdruck herstellen. Er benutzte Elektronenströme bis 300 Milliampere und Spannungen bis 700 Volt. Die ganze Anordnung war analog der von Barkhausen

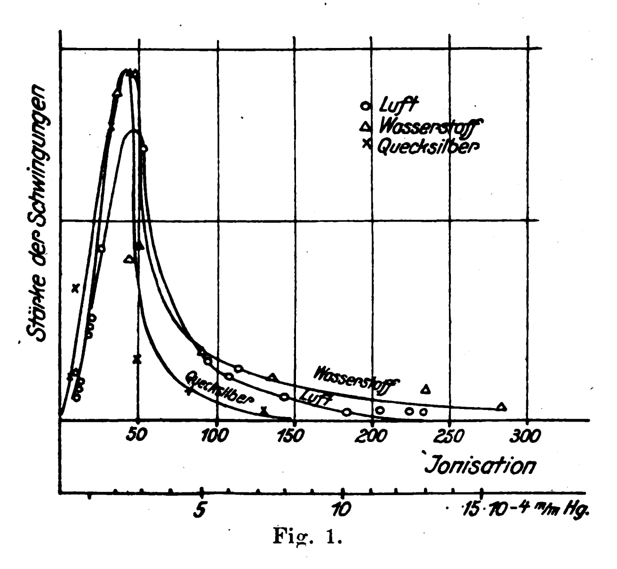


Fig. 1.

und Kurz, die Lecherschen Drähte waren kapazitiv mit den Zuleitungen zum Gitter und zur Anode gekoppelt. Charakteristisch für das Auftreten von Schwingungen ist ein negativer Anodenstrom. Sein Verhalten und das der Schwingungen wurde bei Änderungen der Gitterspannung, des Elektronenstromes und des Gasdruckes untersucht. Die Abbildung zeigt die Schwingungsintensität in den Lecherschen Drähten bei verschiedenen Gasdrucken für Luft, Wasserstoff und Quecksilber. Die Gitterspannung betrug + 250 Volt, der Elektronenstrom 200 Milliampere. Der Gasdruck wurde mit einem Ionisationsmanometer gemessen. Als Abszisse ist nicht der Gasdruck, sondern die gemessene Ionisation aufgetragen. Man sieht sofort, daß die Ionen das wesentliche sind und nicht der Druck selbst. Für Luft ist der

der Ionisation entsprechende Gasdruck als zweite Abszisse angegeben. Bei Wasserstoff gehört zum gleichen Ionenstrom etwa der doppelte Druck wie bei Luft und bei Quecksilber etwa der halbe. Die Kurven ergeben, daß eine geringe Ionisation für diese Art Schwingungserzeugung nötig ist. Die Art des Gases ist unwichtig. Da der Gasdruck, bei dem die Schwingungen aussetzen, sehr niedrig ist (kleiner als 0,00005 mm Hg) und bei diesem Druck die freie Weglänge der Ionen ein Mehrfaches der Röhrendimensionen beträgt, kann eine Beziehung zur freien Weglänge der Ionen kaum bestehen. Eine Erklärung des Einflusses eines solch geringen Gasrestes ist noch nicht gefunden. Die Untersuchung wird fortgesetzt. Ernst Lübcke.

E. V. Appleton and Balth. van der Pol jun.: On the Form of Free Triode Vibrations. Phil. Mag. (6) **42**, 1921, S. 201—220.

Es wird der Stromverlauf in einem Röhrensender mit induktiver Rückkopplung für 400—700 Perioden mittels eines Oszillographen untersucht. Der Strom im Schwingungskreise ist rein sinusförmig und von stets gleicher Amplitude. Der Anodenstrom selbst hat einen unregelmäßigen Verlauf mit 2 Maxima, wie die Fig. 1 für Strom von

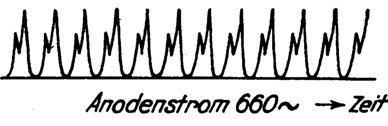


Fig. 1.

660 Perioden zeigt. Die Untersuchung erstreckt sich darauf, die Ursachen für diese Einsattlung ausfindig zu machen. Nimmt man den Widerstand in der Röhre zwischen Kathode und Gitter als groß an, dann besteht zwischen der induzierten Anodenspannung v_a und der induzierten Gitterspannung v_g die Beziehung: $v_g = -\frac{M}{L_1} \cdot v_a$, wo M die gegenseitige und L_1 die Selbstinduktion des Schwingungskreises ist. M muß zur Selbsterregung des Senders negativ sein, so daß Anoden- und Gitterspannung einen Phasenunterschied von 180^0 zeigen. Der Anodenstrom i_a ist eine Funktion der Anoden- und Gitterspannung: $i_a = f(v_{a0} + v_a, v_g)$. v_{a0} ist die Spannung der Anodenbatterie. Diese Beziehung kann man experimentell bestimmen. Die Schaltung der Fig. 2 liefert die Schwingungscharakteristik der Fig. 3, wenn man das Verhältnis von $\frac{R_2}{R_1}$ gleich dem von $\frac{M}{L_1}$ macht. Die

einfache Theorie setzt voraus, daß die Schwingungscharakteristik für zu- und abnehmende Werke von v_a die gleiche. Dies ist jedoch praktisch nicht der Fall, sondern es treten Abweichungen von der Symmetrie auf, die mit zunehmender Frequenz immer größer werden. Aus der Fig. 3 sieht man, daß der Unterschied zwischen zu- und ab-

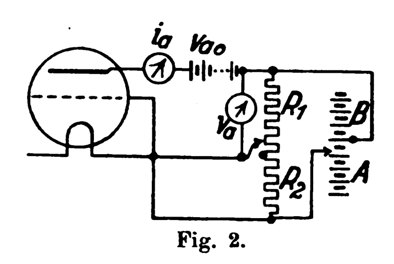


Fig. 2.

nehmenden Werten von v_a am größten wird, wenn der Anodenstrom ungefähr Sättigung erreicht hat.

Diese Erscheinung hat folgende zwei möglichen Erklärungen:

1. Die Beziehung: $v_g = -\frac{M}{L_1} \cdot v_a$ gilt bei großem Gitterstrom nicht mehr streng.

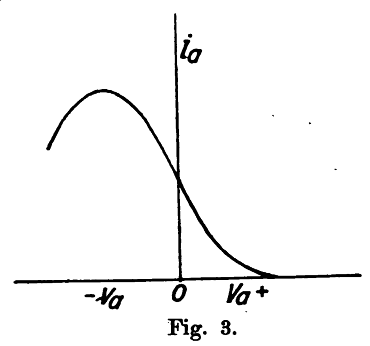


Fig. 3.

2. Die Emission der Thermoionen ist nicht konstant, da die Temperatur der Kathode durch die Joulesche Wärme des Anodenstroms und durch die Abkühlung bei der Elektronenabgabe beeinflußt wird.

Eine Untersuchung von 1. ergibt für große positive Werte von v_g, daß der Widerstand des Raumes zwischen Kathode und Gitter von der Größenordnung 1000—2000 Ohm ist, somit die Voraussetzung für obige Beziehung nicht stimmt. Die Werte von v_g werden mit einer besonderen Anordnung gemessen. Mit einem Kathodenstrahloszillo-

graphen ist die Phasenbeziehung zwischen v_g und v_a untersucht und für große positive Werte von v_g stimmt der normale Wert von 180^0 Phasenunterschied auch nicht.

Der 2. Punkt wird eingehend erforscht. Schließt man den Anodenkreis, so wird die mittlere Temperatur herabgesetzt, da die Wärmeverluste bei der Elektronenabgabe nicht durch den hinzukommenden Anodenstrom ausgeglichen werden. Aus der Temperaturabnahme folgt ein Rückgang der Emission und wegen der endlichen

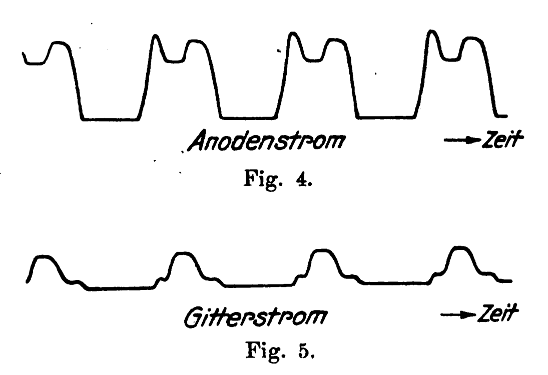


Fig. 4.

Fig. 5.

Wärmekapazität des Drahtes ist eine merkbare Zeit nötig, um die Emission auf ihren Gleichgewichtszustand zu bringen. Dieser Effekt ist bei gewöhnlichen Drähten nur bei langsamen Änderungen des Anodenstroms bis etwa 16 Perioden merkbar. Mit extrem dünnen Drähten wird der Effekt auch noch bei Sprechfrequenzen in Erscheinung treten, während bei Hochfrequenz die Emission dauernd konstant sein wird.

Weiter wird der Einfluß der gegenseitigen Induktion auf die Form des Anodenstroms untersucht. Bei festerer Kopplung kommt zu Formen des Anodenstroms, wie sie die mit einem Saitengalvanometer aufgenommene Kurve Fig. 4 zeigt. Der Strom steigt von Null bis zu seinem Sättigungswerte an, dann fällt der Strom ab, um bald wieder anzusteigen, und nach dem Aussetzen der Schwingung geht er auf Null zurück. Gleichzeitig mit dem Anodenstrom, Fig. 4, ist der Gitterstrom, Fig. 5, aufgenommen. Man sieht bei der Stromeinsenkung im Anodenstrom eine Zunahme im Gitterstrom. Der Gitterstrom besteht anfangs aus Elektronen, die von der Kathode emittiert werden. Wenn das Gitter höhere positive Werte annimmt, dann tritt eine weitere Zunahme des Gitterstromes ein, und zwar kommen jetzt Elektronen

zum Gitter durch Sekundärstellung von der Anode. Diese Sekundärelektronen werden schon bei relativ niedrigen Anodenspannungen (40 Volt) emittiert. Der Einfluß der Jouleschen Wärme wird noch gesondert bestimmt. Er wirkt in gleichem Sinne wie die Sekundärstrahlung, wie bereits oben ausgeführt. Von großem Einfluß ist noch, ob die Stromrichtung des Emissionsstromes mit der des Heizstromes übereinstimmt oder ihr entgegengesetzt ist. Man kann den Sättigungsstrom auf diese Weise bis zu 25 % ändern.

Zum Schluß wird darauf hingewiesen, daß man bei einer Röhre besonderer Bauart erreichen müßte, den Jouleschen Heizeffekt des Anodenstromes größer zu machen als die Abkühlung durch die Elektronenabgabe. Bei einem langen oder sehr dünnen Glühdraht müßte also die dem Draht zugeführte Energie immer zunehmen. Man hätte so eine neue Art selbständiger Entladung, wo die Kathode allein durch die Heizwirkung des Emissionsstromes selbst auf hoher Temperatur gehalten wird, ohne eine besondere Heizbatterie.

Ernst Lübcke.

Bericht der englischen Kommission für drahtlose Telegraphie. Radio-Electricité, Band III, Nr. 3. Dieser gibt interessante Aufschlüsse über Röhrensender mit großer Leistung und über den gegenwärtigen Stand der Technik auf diesem Gebiet, der noch ziemlich unbefriedigend erscheint. Die Kommission deutet an, daß zur Ausrüstung einer Röhrenstation des englischen Reichsnetzes 24 Quarzlampen erforderlich seien und daß der jährliche Verbrauch an Lampen nach der zulässigen Lebensdauer und der Wichtigkeit des Verkehrs zwischen 36 und 108 Stück schwankt. Der Gesamtverbrauch des Reichsnetzes müßte jährlich 864 Lampen betragen. Diesen Bedürfnissen zu genügen sei jedoch die englische Quarzlampen-Industrie noch nicht in der Lage. Verwendet man Glaslampen statt Quarzlampen, so muß die vierfache Zahl von Lampen vorgesehen werden, mithin jährlich 3240 Lampen. Die Kosten für eine Glaslampe werden auf 15 Pfd., die der Quarzlampen auf 60 Pfd. geschätzt. Eine Verringerung der Kosten könnte dadurch herbeigeführt werden, daß die ausgebrannten Kohlenfäden erneuert würden. Die Radio-Electricité bemerkt jedoch, daß dies bisher von keinem wichtigen Verbraucher ernstlich geprüft worden sei. Der Verbrauch an Lampen hängt ferner sehr von der Sorgfalt ab, die auf ihre Konstruktion verwendet wird, ferner von der Aufmerksamkeit und der Geeignetheit des technischen Personals, welches mit ihnen arbeitet. Die Radiokommission macht ferner darauf aufmerksam, daß

neben dem Problem der Konstruktion das 2. Problem noch nicht gelöst ist, mit derartigen Lampen praktisch brauchbare drahtlose Sender zu bauen. Es finden gegenwärtig umfangreiche Versuche im Zusammenhang mit der englischen Admiralität statt, welche alles mögliche getan hat, um die Organisation einer Privatindustrie zur Herstellung derartiger Speziallampen zu beschleunigen. Es wird ferner betont, daß die Röhrensender zwar ausgezeichnet für kleine Leistungen aber ungeeignet für große Leistungen sind. Ihre Kompliziertheit und ihr Wirkungsgrad wird weit hinter die Stationen mit Hochfrequenzmaschinen gestellt. In Anbetracht des gegenwärtigen Standes der Technik und der großen von den Röhrensendern geforderten Sorgfalt wird es für nicht praktisch gehalten, den ausschließlichen Gebrauch solcher Sender auf den isoliert gelegenen Stationen wie Ostafrika, Singapore und Hongkong vorzusehen. Es wird deshalb vorgeschlagen, gerade diese 3 Stationen zunächst nur mit Lichtbogen-Generatoren auszustatten, während Röhrensender erst zur Einführung kommen sollen, wenn deren Verwendung genügend vervollkommnet sein würde.

Über die Verwendung von Röhrensendern in anderen Ländern wird mitgeteilt, daß Marconi einen Handelsdienst mit Hilfe von Röhrensendern von mindestens 30 kW-Leistung in Clifden (Irland) und in Glace-By (Canada) eingerichtet hat, daß in Mitteleuropa die Telefunken-Gesellschaft Anlagen auf 2 Stationen gebaut hat, welche ungefähr die gleiche Leistungsfähigkeit haben, daß dagegen in den Vereinigten Staaten von Nordamerika die Frage noch im Laboratoriumsstudium zu sein scheint. Auch die für Röhrensender in Frage kommenden Antennenarten wurden von der Radiokommission untersucht und auch dabei festgestellt, daß es schwer ist, Röhrensender von genügender Stärke zu bauen und deshalb empfohlen wird, möglichst hohe Antennen anzuwenden.

Alle Teile des Berichtes der Radiokommission bestätigen also nur das, was zur Zeit von der Mehrzahl der Techniker aller Länder zugegeben wird. Erich Kohlhauer.

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Empfangsanordnungen.

D. R. P. 365437. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 1. 5. 19 ab, ausgegeben 15. 12. 22. Es ist eine Einrichtung vorgesehen, durch welche der Empfang an einem oder mehreren Punkten oder Teilen des mit den Abstimmitteln seiner Schwingungskreise beherrschten Wellenbereiches ausführbar, in den übrigen Teilen des Wellenbereiches aber unmöglich gemacht wird. Diese Einrichtung besteht aus einem mit dem Empfängerschwingungskreis verbundenen Schaltorgan, das z. B. aus einer Schaltscheibe besteht, die auf der Achse des Drehkondensators des Schwingungskreises befestigt ist. Diese Schaltscheibe arbeitet mit einem Kontakt zusammen derart, daß durch einen Zahnkopf der Scheibe der Kontakt geschlossen, beim Einfallen des Kontakthebels in eine Zahnlücke aber der Kontakt geöffnet wird. Mit Hilfe dieses Kontaktes werden dann die Abstimmmittel des Schwingungskreises, z. B. Drehkondensator oder Variometer, an einem oder mehreren Punkten oder Teilen des Wellenbereichs wirksam gemacht, während sie im übrigen Teil des Wellenbereichs unwirksam bleiben. Mit dem Schaltorgan ist die Vorrichtung zum Feinabstimmen innerhalb der durch die Schaltscheibe jeweilig freigegebenen Wellenlänge zwangläufig verbunden, so daß mittels derselben Achse einerseits die Ein- und Ausschaltung der verschiedenen Wellen, andererseits die Feinabstimmung innerhalb der eingestellten Welle erfolgen kann.

D. R. P. 365701. Hall Research Corporation in New York. Patentiert vom 14. 2. 20 ab, ausgegeben am 19. 12. 22. Unionspriorität 31. 5. 19, V. St. Amerika. Betrifft eine Einrichtung zum verstärkten Empfang elektrischer Schwingungen, wobei durch die Schwingungen charakteristische Änderungen eines an einem Hitzdraht vorbeifließenden Luft- oder Gasstromes hervorgebracht werden, so daß dieser so beeinflußte Gasstrom den Hitzdraht mehr oder weniger kühlt und dessen Widerstand dementsprechend ändert. Das Wesen besteht darin, daß durch die elektrischen Schwingungen die Richtung des aus einem Mundstück austretenden Gasstromes geändert wird. Seitlich von dem Mundstück eines den kühlenden Gasstrom auf den Hitzdraht richtenden Rohres ist ein Luftsäulenresonator angeordnet, der auf die Gruppenfrequenz der Empfangsströme anspricht und dadurch die Richtung des ungefähr senkrecht zur Achse des Resonators fließenden Kühlgasstromes ändert.

D. R. P. 366268. Marius Latour in Paris. Patentiert vom 10. 7. 20 ab, ausgegeben am 2. 1. 23. Unionspriorität 21. 10. 16, Frankreich. Die empfangene Hochfrequenz beeinflußt die Leuchtkraft einer auf einen photographischen Papierstreifen einwirkenden Lichtquelle. Diese besteht aus einem durch eine Hilfsstromquelle bis in die Nähe seiner Glühtemperatur erhitzten Glühfaden. Als Hilfsstromquelle dient ein Hochfrequenz-Wechselstromerzeuger, durch welchen der Glühfaden bis in die Nähe seiner Glühtemperatur erhitzt wird. Mittels eines geeigneten Detektors wird die empfangene Hochfrequenz gleichgerichtet und der gleichgerichtete sowie gegebenenfalls verstärkte Strom wirkt auf einen Glühfaden zur Änderung seiner Leuchtkraft ein. Die Vorrichtung soll zur Aufnahme eines photographischen Phonogramms in der drahtlosen Telephonie angewendet werden, zu dessen Wiedergabe ein Telephonstromkreis mit zwischengeschalteter Selenzelle dient, zwischen welcher und einer geeigneten Lichtquelle das Phonogramm hindurchgeführt wird. Parallel zu den Klemmen des Glühfadens ist ein Widerstand, z. B. ein Borwiderstand, zum Schutze des Glühfadens gegen zu hohe Spannungen geschaltet.

D. R. P. 366462. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 1. 2. 21 ab, ausgegeben am 8. 1. 23. Sperrkreis zum Abhalten von Hochfrequenzenergie, insbesondere von den Empfängern. Die Spulen der Sperrkreise werden ohne Rücksicht auf die Dämpfung möglichst klein dimensioniert und in an sich bekannter Weise durch Verbindung mit einer Verstärkerröhre wird eine weitgehende Dämpfungsreduktion herbeigeführt. Der Sperrkreis soll in einem metallischen Käfig eingeschlossen werden, so daß er dann vollständig gegen Rückwirkungen von außen gesichert ist.

D. R. P. 366546. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 10. 8. 20 ab, ausgegeben am 6. 1. 23. Einrichtung zum Empfang kontinuierlicher elektrischer Schwingungen mit Kathodenröhren als Unterbrecher zur Herabtransformation der schnellen Schwingungen. Auf die Röhre, die gitterseitig die hohe Frequenz aufnimmt, werden anodenseitig kurzzeitige Spannungsamplituden von einem Bruchteil der Periode der Steuerfrequenz übertragen, derart, daß diese Röhre nur während der kurzen Zeitabstände Strom führen und Verstärkerwirkung geben kann. Die kurzzeitigen Spannungsamplituden werden von einer Kathodenröhre geliefert, die am Gitter ein Gleichstromhilfspotential erhält. Die Röhre mit Hilfspotential am Gitter ist dabei als Zwischenröhre zwischen einer die Steuerfrequenz

liefernden Generatorröhre und der Unterbrecherröhre geschaltet, wobei sie mit der letzteren durch einen Transformator gekoppelt ist.

D. R. P. 367092. C. Lorenz, Akt.-Ges. in Berlin-Tempelhof und Otto Scheller in Berlin-Lichterfelde. Patentiert vom 4. 9. 19 ab, ausgegeben am 16. 1. 23. Schutzvorrichtung an Rahmenantennen für störende Felder. Die Rahmenantenne ist von einem Schutzkäfig gegen fremde Felder vollständig eingeschlossen, wobei der Schutzkäfig räumlich so angeordnet ist, daß das zu empfangende Feld durch ihn nicht beeinflußt wird. Der Käfig besteht dabei aus einzelnen, in einem Punkt miteinander verbundenen Kurzschlußringen. Die Ebene des Kurzschlußrahmens bzw. die Ebene der einzelnen Kurzschlußringe liegen dabei in der Richtung der magnetischen Kraftlinien, die empfangen werden sollen. Es können auch zwei gekreuzte feststehende schaltbare Käfigsysteme Anwendung finden.

D. R. P. 366829. Siemens & Halske, Akt.-Ges. in Siemensstadt b. Berlin. Patentiert vom 11. 11. 17 ab, ausgegeben am 12. 1. 23. Schaltungsanordnung mit einer oder mehreren Vakuumglühkathodenröhren zur Verstärkung von Wechselströmen, deren Frequenz elektrischen Wellen von der Größenordnung von 1000 m und darüber entspricht. Das Kennzeichen besteht darin, daß der innere Widerstand im Anodenkreis weniger als 20000 Ohm betragen soll, so daß er für das ganze jeweilige Gebrauchsfrequenzgebiet niedriger oder höchstens gleich dem Widerstand des unvermeidlichen Kapazitätnebenschlusses ist. Zur Verminderung des Anodenwiderstandes soll die Elektronenemission (der Sättigungsstrom) erhöht werden, wobei gleichzeitig entweder die Einwirkung des Anodenpotentials auf den Sättigungsstrom vergrößert wird oder zur Aufhebung der vermehrten Raumladungswirkung die bekannten Mittel (Anordnung eines vorzugsweise zylindrischen Spannungsnetzes, Füllung des Rohres mit Edelgas von geringem Druck) angewendet werden.

D. R. P. 368937. Siemens & Halske Akt.-Ges. in Siemensstadt b. Berlin. Patentiert vom 19. 6. 18 ab, ausgegeben am 12. 2. 23. Empfangsanordnung für elektrische Wellen, insbesondere für drahtlose Telephonie, mit Überlagerer und Gleichrichter am Eingang, der eine an oder über der Grenze des Hörbereiches liegende Gruppenfrequenz erzeugt. Das Wesen der Erfindung besteht darin, daß der am Gleichrichter erzielte Wellenstrom in Wechselstrom umgewandelt wird mittels einer auf die Gruppenfrequenz abgestimmten Anordnung und dieser Wechselstrom zur Bildung des Signals nochmals gleichgerichtet wird.

Zwischen den beiden Gleichrichtern soll zur Verstärkung des Wechselstromes ein Verstärker angeordnet werden.

D. R. P. 370030. Signal-Gesellschaft m. b. H. in Kiel. Patentiert vom 1. 2. 17 ab, ausgegeben am 26. 2. 23. Verfahren zur Fernverständigung und zum Signalisieren mittels elektrischer Ströme, insbesondere solcher, die durch Wasser oder Erde übertragen werden. Die vom Sendeort ausgehenden Senderströme sind Wechselströme oder Stromimpulse von gar nicht oder schlecht hörbarer niederer Frequenz. Am Empfangsort wird der Empfang entweder direkt auf optischem Wege bzw. durch Resonanzwirkungen erzeugt, oder mittelbar dadurch, daß der Wechselstrom (pulsierender Strom) durch Mittel, wie Tickeranordnungen oder durch Überlagerung von am Empfangsort erzeugten Wechselströmen von hörbarer Frequenz in einem Telephon wahrnehmbar gemacht wird. Der für die Transformation des niedrigfrequenten Sendestromes am Empfangsort dienende Unterbrecher liegt dabei entweder unmittelbar in dem Telephonkreis, wobei dann zweckmäßig durch einen Kondensator der im Empfangsstromkreis entstehende galvanische Strom unterdrückt wird, oder der Unterbrecher ist im sekundären Stromkreis eines Transformators oder in einem die Elektroden eines Kathodenstrahlenrelais enthaltenden Stromkreis angeordnet. Sowohl im Empfangsstromkreis für den niedrigfrequenten Sendestrom wie auch für den Telephonstromkreis kann je ein Verstärkerrelais angeordnet sein.

D. R. P. 369 828. Hall Research Corporation in New York. Patentiert vom 5. 8. 20 ab, ausgegeben am 23. 2. 23. Die zur Übertragung der Zeichen erforderliche Energie wird mehreren voneinander mehr oder weniger weit getrennten unabhängigen gleichartigen, durch äußere Störungen irgendwelcher Art jedoch ungleichmäßig beeinflußten Empfängersystemen übermittelt. Diese sind mit einer einzigen Aufzeichnungs- oder Anzeigevorrichtung derartig verbunden, daß diese nur anspricht, wenn bei allen Empfängern gleichzeitig Energie empfangen wird. Wenn dann in einem bestimmten Augenblick nur ein Empfängersystem durch eine elektrische Störung beeinflußt wird, so wird die Anzeigevorrichtung nicht beeinflußt, solange nicht die anderen Empfängerstationen gleichzeitig beeinflußt werden. Durch die drahtlos übertragene Energie werden alle Empfänger gleichzeitig beeinflußt und daher die Anzeigevorrichtung zur Wirkung gebracht, während bei elektrischen Störungen der Regel nach nur ein oder nur ein Teil der Empfänger in Mitleidenschaft gezogen werden, da diese Störungen meist nur lokalen Charakter haben.

D. R. P. 369 772. Société Française Radio-Electrique in Paris. Erfinder Marius Latour in Paris. Patentiert vom 21. 5. 21 ab, ausgegeben am 23. 2. 23. Unionspriorität 26. 5. 20, Frankreich. Schaltungsanordnung zur Unschädlichmachung von Störungsströmen in Empfangsstationen, mit zwei gegeneinander verstimmten Empfangsrahmenspulen oder Antennen, bei welcher die Empfangsströme nach ihrer Gleichrichtung in zwei Detektorsystemen gegeneinander geschaltet werden. Das Wesen besteht darin, daß in jedem der Stromkreise für die gerichteten Ströme ein rein Ohmscher Widerstand eingeschaltet ist, wobei von diesen Widerständen an geeigneten Punkten die Gleichstromspannung für den Anzeigeapparat abgenommen wird.

D. R. P. 369 716, Gerhard Passarge in Hamburg. Patentiert vom 26. 4. 21 ab, ausgegeben am 22. 2. 23. Überlagerungsempfänger. Eine Röhre dient in bekannter Weise gleichzeitig als Gleichrichter und Schwingungsgenerator. Die im Anodenkreis dieser Röhre liegende Primärspule eines Transformators, an den sekundär weitere Verstärkungsröhren angeschlossen sind, dient gleichzeitig in Parallelschaltung mit einem Kondensator als Frequenz bestimmende Spule für die Schwingungserzeugung.

D. R. P. 369 715. Marconis Wireless Telegraph Co. Ltd. in London. Patentiert vom 21. 4. 20 ab, ausgegeben am 22. 2. 23. Unionspriorität 13. 5. 19, Großbritannien. Bei Empfängern mit Kathodenröhren und einer mit dem Gitter und der Glühkathode verbundenen Sekundärwicklung und metallenen Schutzhüllen, die bestimmte Teile der Anordnung umgeben, wird die Sekundärwicklung von der zugehörigen Primärwicklung durch eine in an sich bekannter Weise mit der Heizbatterie verbundenen Schutzhülle getrennt.

D. R. P. 369 714. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 4. 11. 17 ab, ausgegeben am 22. 2. 23. Bei dieser Empfangsanordnung werden Spulen verwendet, die aus dünnen Drähten in kleinsten Dimensionen ohne Rücksicht auf eine dadurch bedingte hohe Dämpfung gewickelt und mit einer an sich bekannten Kathodenröhrenanordnung zur Dämpfungsreduktion verbunden sind.

D. R. P. 370 440. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 30. 12. 17 ab, ausgegeben am 3. 3. 23. Schaltungsanordnung zum Tonsenden oder Tonempfang vermittels Vakuumröhre. Es wird eine Vakuumröhre mit einem aus mehreren Teilen bestehenden Gitter verwendet, dessen einzelne Teile zur Beeinflussung des Anoden-

stromes mit verschiedenen um Schwebungsfrequenz voneinander abweichenden Wellen benutzt werden.

D. R. P. 370 775. Bell Telephone Manufacturing Company, Société Anonyme in Antwerpen. Patentiert vom 25. 1. 20 ab, ausgegeben am 6. 3. 23, Unionspriorität 3. 9. 15. Strombegrenzungsvorrichtung für drahtlose Empfangssysteme. Die Ein- und Ausgangskreise zweier Röhren sind differential geschaltet, wobei z. B. die Gitterkreise der beiden Röhren von den Empfangsströmen in entgegengesetzter Phase gesteuert werden. Sie besitzen eine gemeinsame Anodenbatterie, die infolge Zwischenschaltung eines hohen Widerstandes in Reihe mit einer Drosselspule den konstanten Strom liefert, wenn plötzlich starke Änderungen der Röhrenwiderstände auftreten.

D. R. P. 366 463. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 14. 1. 21 ab, ausgegeben am 8. 1. 23. Anrufeinrichtung für drahtlose Telegraphie und Telephonie, dadurch gekennzeichnet, daß das Empfangsorgan auf einen Rhythmus eingestellt ist, der den gebräuchlichen Taschen- oder Weckeruhren entspricht.

D. R. P. 367 961. James Erskine-Murray und James Robinson in Biggin Hill, England. Patentiert vom 23. 12. 19 ab, ausgegeben am 29. 1. 23. Unionspriorität 9. 12. 18, Großbritannien. Verfahren zur drahtlosen Peilung. Die Einstellung einer drehbaren Spule auf die Richtung kleinster Empfangsstärke wird durch Vergleich zweier Signale zu beiden Seiten der Minimalstellung bewirkt. Das Wesen der Erfindung besteht darin, daß zwei Signale mäßiger Stärke zu beiden Seiten des Minimalpunktes nach Unterdrückung der zwischenliegenden störenden Signale unmittelbar verglichen werden. Zur Ausübung dieses Verfahrens wird eine um eine vertikale Achse zwischen zwei Kontaktanschlägen schwingbare Spule verwendet, die beim Anschlag an die Kontakte in einem Empfangskreis eingeschaltet wird. Der Winkelabstand der Kontaktanschläge ist einstellbar.

D. R. P. 369 717. W. H. Shepherd und A. E. Mc Kechnie in London. Patentiert vom 3. 7. 20 ab, ausgegeben am 22. 2. 23. Unionspriorität 8. 12. 13 und 29. 9. 14, Großbritannien. Einrichtung zur Aufnahme bestimmter Signale bei der Linien- oder drahtlosen Telegraphie. Eine Anzahl von Kontaktstücken sind in Übereinstimmung mit einem vorher bestimmten Signal, z. B. mit dem bekannten Gefahrsignal SOS auf zwei Seiten eines Ringes verteilt und paarweise elektrisch miteinander verbunden. Ferner ist eine Anzahl gegen die Kontaktstücke beweglicher Bürsten vorgesehen, die ebenfalls paarweise verbunden sind. Unter dem Einfluß der aufgenommenen Stromstärke

werden die Bürsten gedreht und nach der einen oder anderen Seite abgelenkt, je nachdem Punkte oder Striche empfangen werden; alsdann kommen die Bürsten nur bei Aufnahme des bestimmten Signals mit den Kontaktstücken folgerichtig in Verbindung und schließen den Anrufstromkreis.

D. R. P. 368 419. C. Lorenz Akt. Ges. in Berlin-Tempelhof. Patentiert vom 27. 1. 21 ab, ausgegeben am 5. 2. 23, Zusatz zu D. R. P. 274 925, siehe Jahrb. **8**, S. 620. Verfahren und Schaltungsanordnung nach Patent 274 925 zur Abstimmung eines Antennensystems auf mehrere Wellen. Es werden für Hochfrequenzströme abgeglichene Brückenanordnungen in Verbindung mit Antennensystemen benutzt, welche durch eine oder mehrere zur Erdoberfläche parallele Leitungen gebildet werden. Die Antennensysteme können mit Leitungen zwischen den beiden verkehrenden Stationen kapazitiv oder induktiv gekoppelt sein und zwecks wechselseitigen Verkehrs können die Brückenschaltungen an beiden Enden der Leitung angeordnet sein.

Bücherbesprechungen.

Georg Keinath, Die Technik der elektrischen Meßgeräte. 2. Auflage. 477 S. mit 400 Textabbildungen. Verlag C. R. Oldenburg, München und Berlin 1922. Grundpreis M. 17.—.

Der große Vorteil dieses Buches besteht darin, daß es von einem anerkannten Praktiker geschrieben ist. Infolgedessen ist auch nur das für den technischen Physiker und Ingenieur notwendigste Material der elektrischen Meßgeräte mit Ausnahme der Zähler in dem Buche, in außerordentlich übersichtlicher und anschaulicher Darstellung gebracht. Ferner ist die stark betonte graphische Darstellung bemerkenswert. An mathematischen Ableitungen ist nur das unbedingt Notwendigste enthalten, so daß der Zusammenhang nicht zerrissen ist. Das Buch kann allen Interessenten angelegentlichst empfohlen werden. Außer zu Lehrzwecken kommt es auch als hervorragendes Nachschlagewerk in Betracht. Druck und Ausstattung sind recht gut.

Eugen Nesper.

Berichtigung.

In der Arbeit von W. Hahn über den Deutschen drahtlosen Telephondienst, Jahrbuch, Bd. 21, Heft 3, ist ein Druckfehler unterlaufen. In Fig. 6, S. 156, muß es heißen statt b) Kleiner Telephoniesender in Königswusterhausen: b) Kleiner Telephoniesender im Haupttelegraphenamt.

λ_m ν

λ_m: 1, 2, 3, 4, 5, 6, 8, 10, 20, 30, 40, 50, 60, 80, 100, 200, 300, 400, 500, 600, 800, 1000, 2000, 3000, 4000, 5000, 6000, 8000, 10 000

ν: $3\cdot10^8$, 2, $1\cdot10^8$, 8, 6, $5\cdot10^7$, 4, 3, 2, $1\cdot10^7$, 8, 6, $5\cdot10^6$, 4, 3, 2, $1\cdot10^6$, 8, 6, $5\cdot10^5$, 4, 3, 2, $1\cdot10^5$, 8, 6, $5\cdot10^4$, 4, 3

ν ω

ν: $3\cdot10^8$, 2, $1\cdot10^8$, 8, 6, $5\cdot10^7$, 4, 3, 2, $1\cdot10^7$, 8, 6, $5\cdot10^6$, 4, 3, 2, $1\cdot10^6$, 8, 6, $5\cdot10^5$, 4, 3, 2, $1\cdot10^5$, 8, 6, $5\cdot10^4$, 4, 3

ω: $1\cdot10^9$, 8, 6, $5\cdot10^8$, 4, 3, 2, $1\cdot10^8$, 8, 6, $5\cdot10^7$, 4, 3, 2, $1\cdot10^7$, 8, 6, $5\cdot10^6$, 4, 3, 2, $1\cdot10^6$, 8, 6, $5\cdot10^5$, 4, 3, 2

λ_m ν

λ_m: 1000, 2000, 3000, 4000, 5000, 6000, 8000, $1\cdot10^4$, 2, 3, 4, $5\cdot10^4$, 6, 8, $1\cdot10^5$, 2, 3, 4, $5\cdot10^5$, 6, 8, $1\cdot10^6$, 2, 3, 4, $5\cdot10^6$, 6, 8, $1\cdot10^7$

ν: $3\cdot10^5$, 2, $1\cdot10^5$, 8, 6, $5\cdot10^4$, 4, 3, 2, $1\cdot10^4$, 8000, 6000, 5000, 4000, 3000, 2000, 1000, 800, 600, 500, 400, 300, 200, 100, 80, 60, 50, 40, 30

ν ω

ν: $3\cdot10^5$, 2, $1\cdot10^5$, 8, 6, $5\cdot10^4$, 4, 3, 2, $1\cdot10^4$, 8000, 6000, 5000, 4000, 3000, 2000, 1000, 800, 600, 500, 400, 300, 200, 100, 80, 60, 50, 40, 30

ω: $1\cdot10^6$, 8, 6, $5\cdot10^5$, 4, 3, 2, $1\cdot10^5$, 8, 6, $5\cdot10^4$, 4, 3, 2, $1\cdot10^4$, 8000, 6000, 5000, 4000, 3000, 2000, 1000, 800, 600, 500, 400, 300, 200

Reinhold Rosenberger.

Verlag von M. Krayn in Berlin W 10.

(Siehe Rückseite!)

Tafel I.

Zusammenhang zwischen Wellenlänge λ_m in Metern und Schwingungszahl pro Sekunde ν

$$\lambda_m = \frac{3 \cdot 10^8}{\nu}; \quad \omega = 2\pi\nu.$$

Ablesebeispiele:

Skala 1: $\lambda_m = 100$ m; $\nu = 3 \cdot 10^6 \sim/\text{sec}$
Skala 2: $\nu = 3 \cdot 10^6 \sim/\text{sec}$; $\omega = 1{,}88 \cdot 10^7$
Skala 3: $\nu = 1000 \sim/\text{sec}$; $\lambda_m = 3 \cdot 10^5$ m
Skala 4: $\nu = 1000 \sim/\text{sec}$; $\omega = 6300$.

Umwandlungsformeln:

$$\lambda_m = \lambda_{cm} \cdot 10^{-2}$$

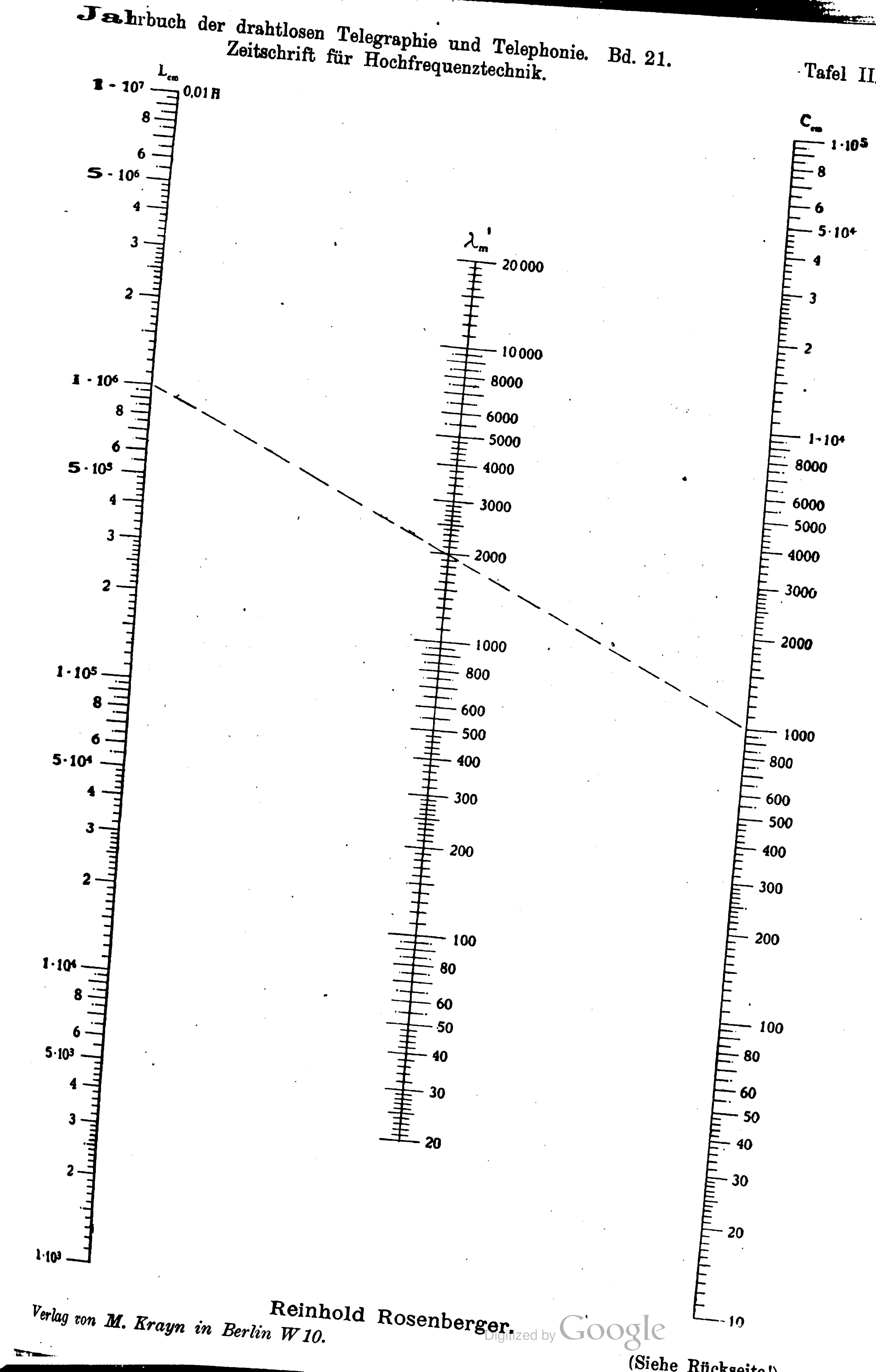
$$\lambda_m = \frac{3 \cdot 10^8}{\nu}; \quad \lambda_{cm} = \frac{3 \cdot 10^{10}}{\nu}$$

$$\lambda = c \cdot \tau; \quad \tau = \frac{1}{\nu}$$

c = Lichtgeschwindigkeit; τ = Schwingungsdauer.

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie. Bd. 21.
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik.

Tafel II.



Reinhold Rosenberger.

Verlag von M. Krayn in Berlin W 10.

(Siehe Rückseite!)

Tafel II.

Zusammenhang zwischen Wellenlänge λ_m in Metern, Selbstinduktionskoeffizient (Induktivität) L_{cm} in Zentimetern und Kapazität C_{cm} in Zentimetern.

$$\lambda_m = \frac{2\pi}{100} \sqrt{L_{cm} C_{cm}}$$

Ablesebeispiel:

Gegeben L und C; gesucht λ; man verbinde Skala 1 und 2. $L = 1 \cdot 10^6$ cm, $C = 1000$ cm; Resultat auf Skala 3 $\lambda = 1980$ m.

Gegeben L und λ, gesucht C; man verbinde Skala 2 und 3, Resultat auf Skala 1.

Wird das gegebene L oder C größer als der Meßbereich der Tafel angibt, so rechne man mit $\frac{1}{100}$ des gegebenen Wertes und multipliziere das Resultat mit 10. Ist das gegebene L oder C zu klein, so rechne man mit dem 100fachen Wert und dividiere das Resultat durch 10.

Beispiel: Gegeben $L = 4 \cdot 10^7$ cm, $C = 50$ cm; gesucht λ. Man rechnet mit $L = 4 \cdot 10^5$ cm und $C = 50$ cm und findet $\lambda = 280$ m. Das gesuchte $\lambda = 2800$ m.

Umrechnungsformeln:

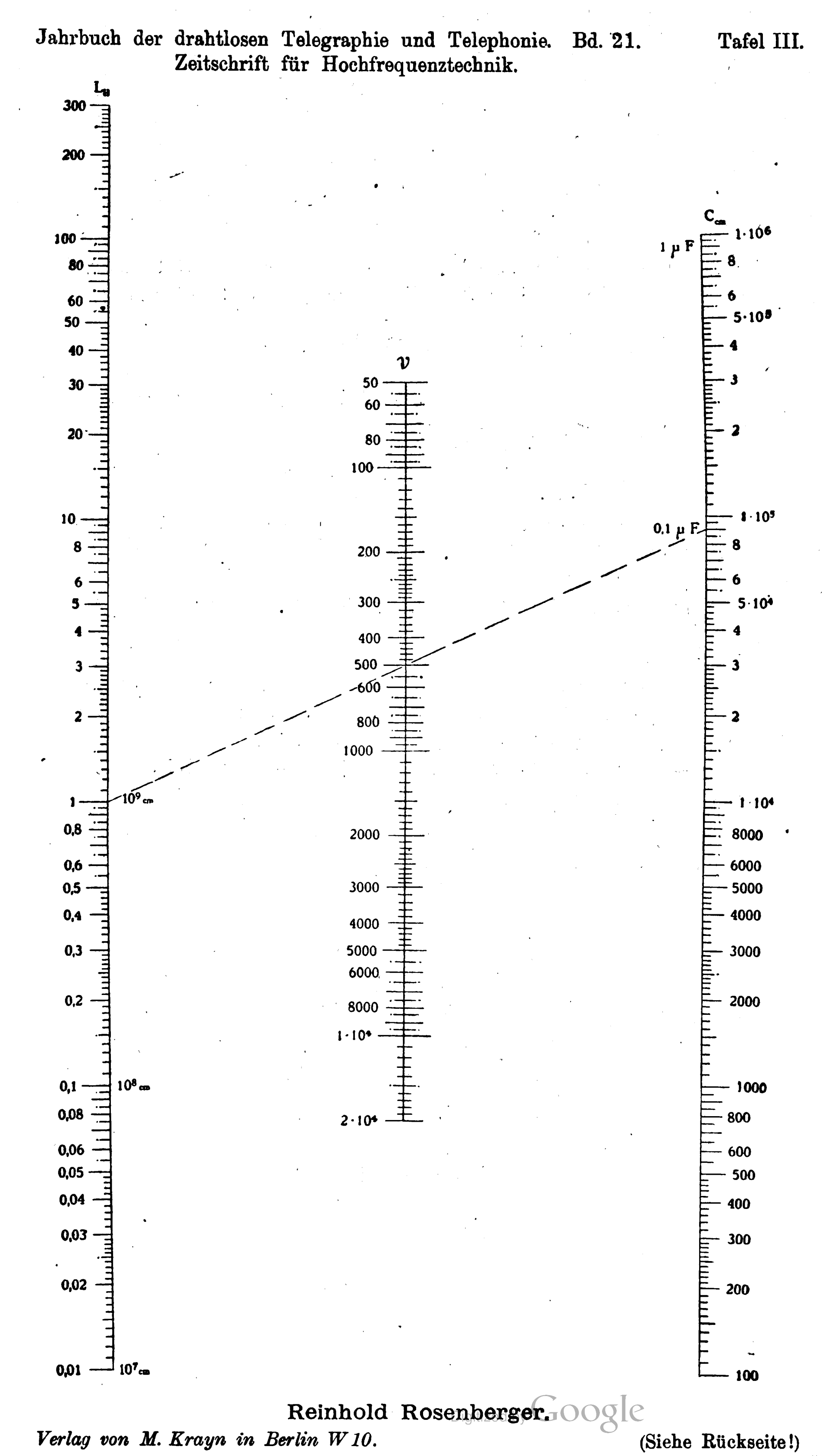
a) Kapazität:

$$C_{\text{Centimeter}} = C_{cm} = 9 \cdot 10^{11}\, C_F$$
$$C_{\text{Farad}} = C_F = 1{,}11 \cdot 10^{-12}\, C_{cm}$$
$$C_{cm} = 9 \cdot 10^5\, C_{\mu F}$$
$$C_{\text{Mikrofarad}} = C_{\mu F} = 1{,}11 \cdot 10^{-6}\, C_{cm}$$
$$C_F = 10^{-6}\, C_{\mu F}$$
$$C_{\mu F} = 10^6\, C_F$$

b) Induktivität:

$$L_{\text{Centimeter}} = L_{cm} = 10^9\, L_H$$
$$L_{\text{Henry}} = L_H = 10^{-9}\, L_{cm}$$

$$\lambda_m = \frac{2\pi}{100} \sqrt{L_{cm} C_{cm}}$$
$$\lambda_{cm} = 2\pi \sqrt{L_{cm} C_{cm}}$$
$$\lambda_{cm} = 1{,}98 \cdot 10^5 \sqrt{L_H \cdot C_{cm}}$$
$$\lambda_{cm} = 5{,}96 \cdot 10^3 \sqrt{L_{cm} C_{\mu F}}$$
$$\lambda_{cm} = 5{,}96 \cdot 10^6 \sqrt{L_{cm} C_F}$$
$$\lambda_{cm} = 1{,}885 \cdot 10^{11} \sqrt{L_H C_F}$$



Reinhold Rosenberger.

Verlag von M. Krayn in Berlin W 10. (Siehe Rückseite!)

Tafel III.

Zusammenhang zwischen Schwingungszahl ν per Sekunde, Selbstinduktionskoeffizient (Induktivität) L in Henry und Kapazität in Zentimeter.

$$\frac{1}{\nu} = 6{,}6 \cdot 10^{-6} \sqrt{L_H C_{cm}}$$

Ablesebeispiel:

Gegeben L und C, gesucht ν.

Man verbinde Skala 1 und 2, Resultat auf Skala 3 z. B. $L = 1$ Henry, $C = 9 \cdot 10^4$ cm, $\nu = 500 \sim/\text{sec}$.

Gegeben L und ν, gesucht C. Man verbinde Skala 1 und 3. Resultat Skala 2. Gegeben C. und ν, gesucht L. Man verbinde Skala 2 und 3, Resultat Skala 1.

Wird das gegebene L oder C größer als der Meßbereich der Tafel angibt, so rechnet man mit $\frac{1}{100}$ des gegebenen Wertes und dividiert das Resultat durch 10. Ist das gegebene L oder C zu klein, so rechnet man mit dem 100fachen Wert und multipliziert das Resultat mit 10, z. B. gegeben $L = 10$ H, $C = 40$ cm, gesucht ν; man rechnet mit $L = 10$ H und $C = 4000$ cm und findet $\nu = 750 \sim/\text{sec}$. Das gesuchte $\nu = 7500 \sim/\text{sec}$.

Umrechnungsformeln:

$$\frac{1}{\nu} = 2\pi \sqrt{L_H C_F}$$

$$\frac{1}{\nu} = 2\pi \cdot 10^{-3} \sqrt{L_H C_{\mu F}}$$

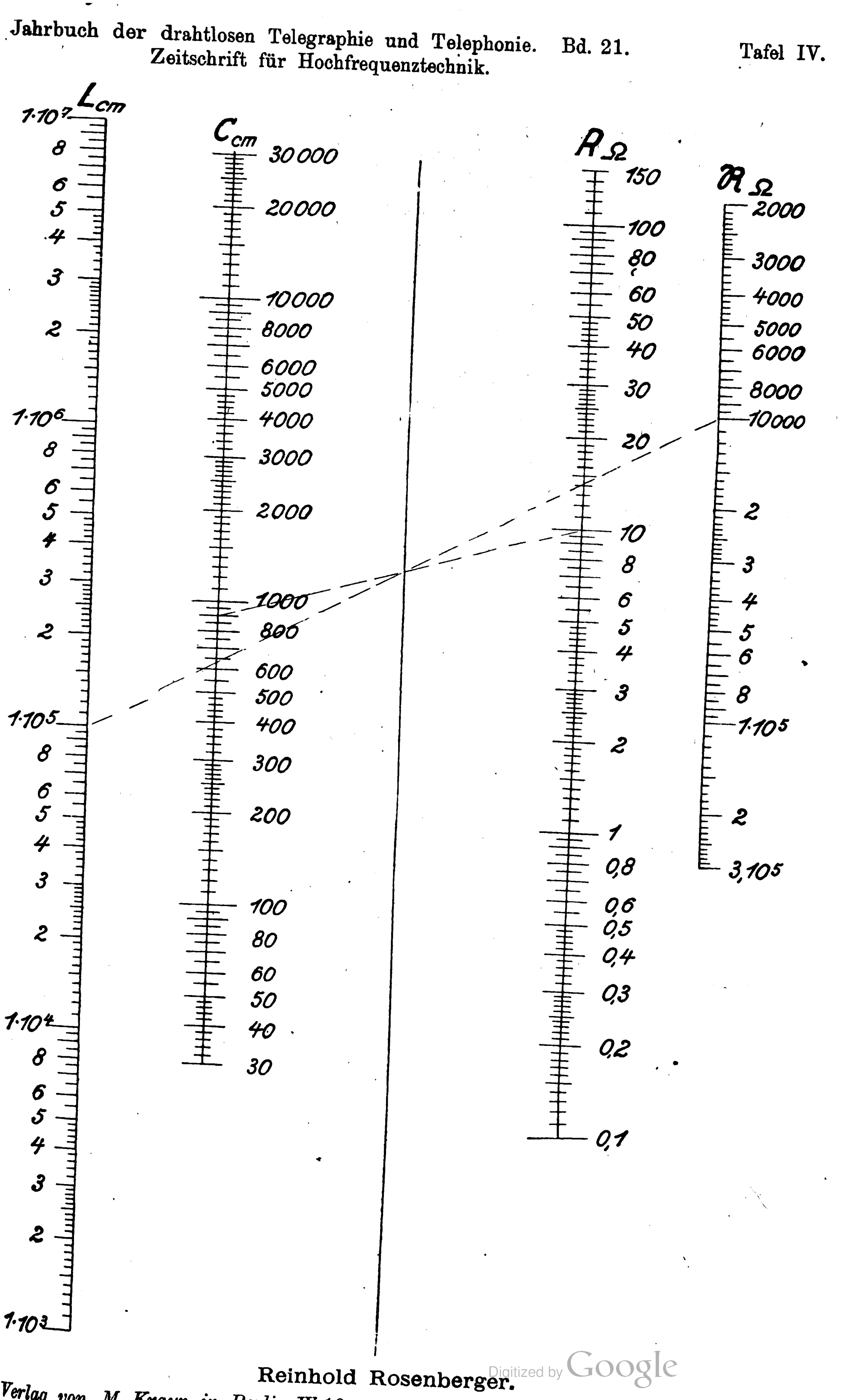
$$\frac{1}{\nu} = 6{,}6 \cdot 10^{-6} \sqrt{L_H \cdot C_{cm}}$$

$$\frac{1}{\nu} = 1{,}98 \cdot 10^{-4} \sqrt{L_{cm} C_F}$$

$$\frac{1}{\nu} = 1{,}98 \cdot 10^{-7} \sqrt{L_{cm} C_{\mu F}}$$

$$\frac{1}{\nu} = 2{,}09 \cdot 10^{-10} \sqrt{L_{cm} C_{cm}}$$

$$\frac{1}{\omega} = \sqrt{L_H \cdot C_F}$$



Reinhold Rosenberger.

Verlag von M. Krayn in Berlin W 10

Tafel IV.

Effektiver Widerstand $\mathfrak{R}$ eines Schwingungskreises bei Resonanz in Abhängigkeit von der Induktivität L in Zentimetern, Kapazität C in Metern und dem Verlustwiderstand R in Ohm.

$$\mathfrak{R}_\Omega = \frac{900\, L_{\text{cm}}}{R_\Omega\, C_{\text{cm}}}$$

Die Formel läßt den effektiven Widerstand $\mathfrak{R}$ eines Schwingungskreises nur bei Resonanz berechnen und gilt, da sie eine Näherungsformel ist, nur für Dämpfungen, die kleiner sind als 1. (Dämpfung $d = \frac{R}{2L}\frac{\lambda}{c} < 1$). R = Verlustwiderstaud in Ohm, L = Induktivität in Henry, λ = Wellenlänge in Metern und c = Lichtgeschwindigkeit $= 3 \cdot 10^8$ m/sec.

Ablesebeispiel:

Gegeben C, R und L, gesucht $\mathfrak{R}$. Man verbinde Skala C und R und Zapfenlinie; Zapfenlinie mit L und findet Resultat auf Skala R. Z. B.

$L = 1 \cdot 10^5$ cm	$C = 900$ cm	Zapfenlinie	$R = 10\ \Omega$	$\mathfrak{R} = 1 \cdot 10^4\ \Omega$
↓	↓	|	↓	↓

Gegeben: C, L, $\mathfrak{R}$, gesucht R.

Man verbinde $\mathfrak{R}$ und L und Zapfenlinie, Zapfenlinie und C, Resultat auf Skala $\mathfrak{R}$.

Ist das gegebene C und R größer (kleiner) als der größte (kleinste) auf der Tafel verzeichnet Wert, so rechnet man mit einem 10 mal kleineren (größeren) Wert als der gegebene und dividiert (multipliziert) das Resultat durch (mit) 10. Ist das gegebene L zu groß (klein), so rechnet man mit einem 10 mal kleineren (größeren) Wert und multipliziert (dividiert) das Resultat mit (durch) 10.

Umrechnungsformeln:

$$\mathfrak{R} = \frac{L_{\text{H}}}{C_{\text{F}}\, R_\Omega}$$

$$\mathfrak{R} = 10^6 \frac{L_{\text{H}}}{C_{\mu\text{F}}\, R_\Omega}$$

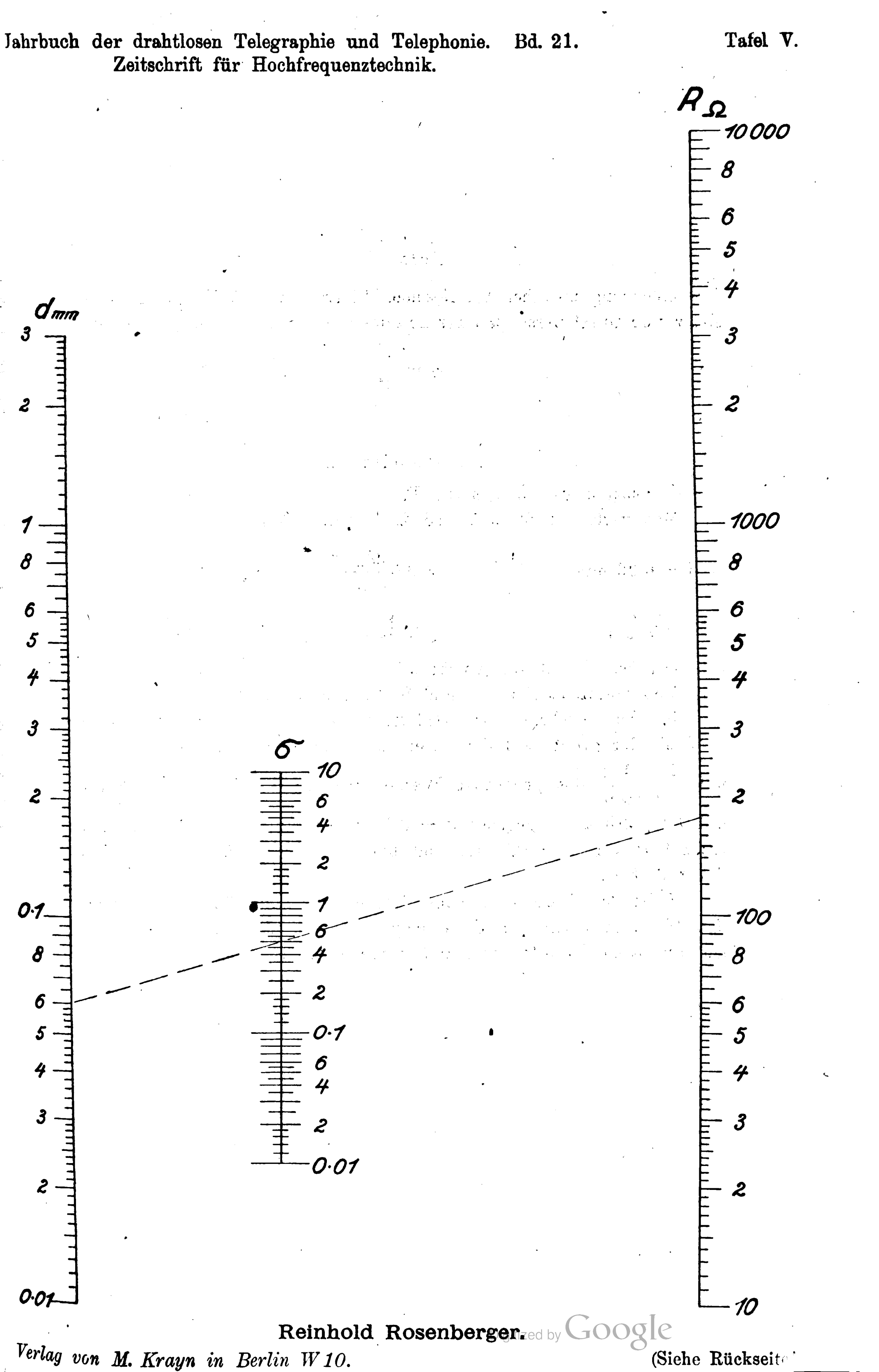
$$\mathfrak{R} = 9 \cdot 10^{11} \frac{L_{\text{H}}}{C_{\text{cm}}\, R_\Omega}$$

$$\mathfrak{R} = 10^{-3} \frac{L_{\text{cm}}}{C_{\mu\text{F}}\, R_\Omega}$$

$$\mathfrak{R} = 10^{-9} \frac{L_{\text{m}}}{C_{\text{F}}\, R_\Omega}$$

$$\mathfrak{R} = 900 \frac{L_{\text{cm}}}{C_{\text{cm}}\, R_\Omega}$$

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie. Bd. 21. Tafel V.
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik.



Reinhold Rosenberger.

Verlag von M. Krayn in Berlin W 10.

(Siehe Rückseit

Tafel V.

Zusammenhang zwischen spezifischem Widerstand σ, Widerstand R pro Meter und Durchmesser d eines Drahtes von kreisförmigem Querschnitt.

$$R_\Omega = \frac{\sigma}{\frac{d^2 \pi}{4}}$$

Ablesebeispiel:

Gegeben σ und d, gesucht R.

Man verbindet Skala 1 und 2, Resultat Skala 3. Z. B.

$d = 0{,}06$ mm	$\sigma = 0{,}5 \frac{\Omega_{mm}^2}{m}$	$R = 177\ \Omega$
↓	↓	↓
Skala 1	Skala 2	Skala 3

Gegeben d und R, gesucht σ.

Man verbindet Skala 1 und 3, Resultat Skala 2.

Ist der gegebene spez. Widerstand σ 10mal (oder 100mal) so groß als der größte auf der Tafel verzeichnete Wert, so rechnet man mit $\frac{1}{10} \left(\frac{1}{100}\right)$ des gegebenen Wertes und multipliziert das Resultat mit 10 (100) z. B.: gegeben $\sigma = 0{,}1$, $d = 0{,}2$ mm, gesucht R; man rechnet $\sigma = 1$, $d = 0{,}2$ mm und findet $R = 31{,}8\ \Omega$. Das gesuchte R ist $3{,}18\ \Omega$.

R ist der Widerstand eines Drahtes von 1 m Länge. Will man den Widerstand eines a Meter langen Drahtes wissen, so muß man das abgelesene Resultat noch mit a multiplizieren.

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Band 21. Juni 1923. Heft 6.

Inhalt.

Seite

H. Busch, Theorie der Beverage-Antenne. II. (Mit 9 Figuren im Text) . . . 374

D. Wicker, Berechnung der Kopplungskoeffizienten für einige besondere Fälle der gegenseitigen Induktion. (Mit 8 Figuren im Text) 391

Bureau of Standards (H. Eales), Anleitung zum Selbstherstellen eines tragbaren Wellenmessers für kurze Wellenlängen für Amateure. (Mit 4 Figuren im Text) . . . 403

Referate:

P. Brenot (R. Jaeger), Über die Organisation moderner radio-elektrischer Systeme . . . 413

E. Marx (W. Fischer), 1. Charakteristik und Theorie der Lautverstärkung in Entladungsröhren mit höherem Gasdruck. 2. Experimentaluntersuchung über die Glimmlichtverstärkerröhre. (Mit 5 Figuren im Text) . . . 416

G. du Prel (W. Fischer), Über Verstärkung von photoelektrischen und Ionisationsströmen mittels der Elektronenröhre. (Mit 1 Figur im Text) . . . 421

E. Marx und A. Karolus (W. Fischer), Messung der Kapazität dünndrähtiger Spulen von hoher Windungszahl und die Abhängigkeit des Faktors der Thomsonschen Gleichung von der Größe der Zusatzkapazität . . . 422

C. Schaefer und J. Merzkirch (W. Fischer), Experimentelle Untersuchungen über die Beugung ungedämpfter elektrischer Wellen an dielektrischen Zylindern und über die Eigenschwingungen dielektrischer Zylinder. (Mit 2 Figuren im Text) 423

G. E. Bairsto (G. Zickner), On the Variation with Frequency of the Conductivity and Dielectric Constant of Dielectrics for High-Frequency Oscillations 426

Patentschau: (H. Eales): Senderschaltungen; Tastschaltungen; Telephonieschaltungen; Schaltungen zum Tonsenden. (Mit 6 Figuren im Text) . . . 428

Bücherbesprechungen (E. Nesper):

H. Behner, Atlas der Funktelegraphie und Seekabel im Weltverkehr . . . 435

A. Haas, Vektoranalysis in ihren Grundzügen und wichtigsten physikalischen Anwendungen . . . 435

L. Zehnder, Der Aufbau der Atome aus Uratomen . . . 435

H. Greinacher, Einführung in die Ionen- und Elektronenlehre der Gase . . . 436

H. Bauer, Mathematische Einführung in die Gravitationstheorie Einsteins nebst einer exakten Darstellung ihrer wichtigsten Ergebnisse . . . 436

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an *Dr. E. Nesper, Berlin-Friedenau, Trägerstr. 2 I*, zu senden.

Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen.

Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn Berlin W. 10, Genthinerstraße 39*, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Theorie der Beverage-Antenne. II.

Von **Hans Busch.**

Fortsetzung von S. 312.

9. Während wir bisher angenommen hatten, daß die Fortpflanzungsrichtung der einfallenden Welle mit der Richtung der Antenne, d. h. der x-Achse, übereinstimmte, wollen wir nunmehr diese Beschränkung fallen lassen und unsere Betrachtung erweitern auf den Fall, daß die Richtung der einfallenden Welle mit der x-Achse einen Winkel α bilde, wie es Fig. 2 im Grundriß darstellt. Die punktierten

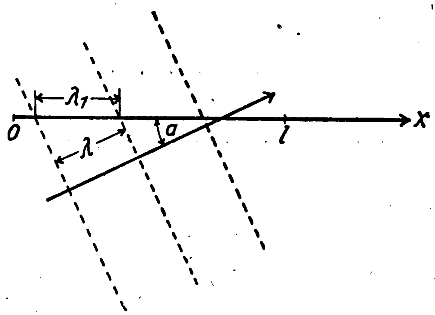


Fig. 2. Schematischer Grundriß der Beverage-Antenne.

Linien senkrecht zur Einfallsrichtung sollen die Spuren der Ebenen gleicher Phase bedeuten, deren senkrechter Abstand voneinander gleich der Wellenlänge λ ist; die Figur zeigt, daß jetzt die Fortpflanzungsgeschwindigkeit (Phasengeschwindigkeit) und damit die Wellenlänge λ_1, auf den Draht bezogen, größer geworden ist, und zwar ist, wie aus der Figur direkt abzulesen ist,

$$\lambda_1 = \frac{\lambda}{\cos \alpha} . \tag{39}$$

Wir haben demnach jetzt in Gleichung (13) und in allen späteren Formeln λ durch $\lambda_1 = \frac{\lambda}{\cos \alpha}$ zu ersetzen und würden z. B. die Spannung aus der in dieser Weise abgeänderten Formel (28) entnehmen können, wobei zu beachten ist, daß sowohl V_1 als auch P geändert werden und auch die Bedingungen für $P = 0$ gem. Gleichung (32) eine andere wird; insbesondere gelten jetzt nicht mehr die Näherungsformeln (32a—c), weil diese ja sehr angenäherte Gleichheit von γ und

$\frac{2\pi}{\lambda}$ voraussetzen, welche zwischen γ und $\frac{2\pi}{\lambda_1} = \frac{2\pi}{\lambda}\cos\alpha$ nicht mehr besteht. Wenn also auch der Endwiderstand $\mathfrak{Z}_2$ so gewählt ist, daß die reflektierte Welle P für Einfall parallel der x-Achse verschwindet, wird für Einfall aus anderer Richtung P nicht mehr null sein. Die Diskussion der Formel für den allgemeinen Fall (P bzw. $\mathfrak{Z}_2$ beliebig) sowohl wie auch für den in §§ 4 und 5 behandelten Fall des Verschwindens der reflektierten Welle bei Einfall parallel der x-Achse wird daher außerordentlich verwickelt. Einfach werden die Formeln aber, wenn der Endwiderstand

$$\mathfrak{Z}_2 = \mathfrak{Z} \tag{40}$$

gemacht wird. Wir werden uns deshalb von jetzt ab auf diesen Fall beschränken, welcher nach den Ergebnissen des ersten Teiles im allgemeinen zwar nicht die ideale Lösung darstellt, ihr jedoch, wie wir dort sahen, für großes $\frac{l}{\lambda}$ ziemlich nahe kommt und, wie wir im folgenden erkennen werden, bei geeigneter Wahl des Anfangswiderstandes $\mathfrak{Z}_1$ sogar eine gleich günstige Wirkung ergibt.

Für $\mathfrak{Z}_2 = \mathfrak{Z}$ ist P durch Gleichung (33) gegeben, so daß sich die Spannung am Antennenende ($x = l$) aus den drei Gleichungen bestimmt:

$$V_l = V_0\, e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}l} + Q\, e^{-j\gamma l} + P\, e^{j\gamma l} \tag{17a}$$

$$Q = -V_0 \frac{1 + \frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}}\gamma\frac{\lambda}{2\pi}}{1 + \frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}}} - P\frac{1 - \frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}}}{1 + \frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}}} \tag{27a}$$

$$P = \frac{V_0}{2}\left(\gamma\frac{\lambda}{2\pi} - 1\right) e^{-j\left(\gamma + \frac{2\pi}{\lambda}\right)l}. \tag{33a}$$

Der erste Term in Gleichung (27a) läßt sich gemäß der Formel

$$1 + xy = \frac{1}{2}[(1 + x)(1 + y) + (1 - x)(1 - y)]$$

umformen zu

$$-\frac{V_0}{2}\left[\left(1 + \gamma\frac{\lambda}{2\pi}\right) + \frac{1 - \frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}}}{1 + \frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}}}\left(1 - \gamma\frac{\lambda}{2\pi}\right)\right],$$

so daß sich, wenn man P aus Gleichung (33a) in (27a) einsetzt, Q ergibt zu:

$$Q = -\frac{V_0}{2}\left\{\left(1+\gamma\frac{\lambda}{2\pi}\right)-\frac{\mathfrak{Z}-\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}+\mathfrak{Z}_1}\left(\gamma\frac{\lambda}{2\pi}-1\right)\left(1-e^{-j\left(\gamma+\frac{2\pi}{\lambda}\right)l}\right)\right\}. \quad (27\,c)$$

Setzen wir diesen Wert von Q sowie denjenigen von P aus Gl. (33a) in (17a) ein, indem wir die beiden Glieder $V_0\,e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}l}$ und $P e^{j\gamma l}$ zusammen fassen zu:

$$V_0\,e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}l} + P e^{j\gamma l} = V_0\,e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}l}\cdot\left[1+\frac{1}{2}\left(\gamma\frac{\lambda}{2\pi}-1\right)\right]$$
$$= \frac{V_0}{2}\left(1+\gamma\frac{\lambda}{2\pi}\right)e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}},$$

so erhalten wir:

$$V_l = \frac{V_0}{2}\left\{\left(1+\gamma\frac{\lambda}{2\pi}\right)\left(e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}l}-e^{-j\gamma l}\right)\right.$$
$$\left.+\frac{\mathfrak{Z}-\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}+\mathfrak{Z}_1}\left(\gamma\frac{\lambda}{2\pi}-1\right)e^{-j\gamma l}\left(1-e^{-j\left(\lambda+\frac{2\pi}{\lambda}\right)l}\right)\right\}$$

oder, indem wir den ersten Term nach dem Muster von Gleichung (21a) umformen:

$$V_l = V_0\frac{\lambda}{2\pi}e^{-j\left(\gamma+\frac{2\pi}{\lambda}\right)\frac{l}{2}}\left\{\left(\gamma+\frac{2\pi}{\lambda}\right)j\sin\left(\gamma-\frac{2\pi}{\lambda}\right)\frac{l}{2}\right.$$
$$\left.+\frac{\mathfrak{Z}-\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}+\mathfrak{Z}_1}e^{-j\gamma l}\left(\gamma-\frac{2\pi}{\lambda}\right)j\sin\left(\gamma+\frac{2\pi}{\lambda}\right)\frac{l}{2}\right\}$$

und mit Einsetzung des Wertes (16a) für V_0:

$$V_l = j\,h\,\mathfrak{E}_0\frac{2\pi}{\lambda}e^{-j\left(\gamma+\frac{2\pi}{\lambda}\right)\frac{l}{2}}\left\{\frac{\sin\left(\gamma-\frac{2\pi}{\lambda}\right)\frac{l}{2}}{\gamma-\frac{2\pi}{\lambda}}+\frac{\mathfrak{Z}-\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}+\mathfrak{Z}_1}e^{-j\gamma l}\frac{\sin\left(\gamma+\frac{2\pi}{\lambda}\right)\frac{l}{2}}{\gamma+\frac{2\pi}{\lambda}}\right\} \quad (41)$$

als Endgleichung für V_l, die im Falle $\mathfrak{Z}_2 = \mathfrak{Z}$ in voller Strenge gültig ist.

10. Bevor wir zu beliebiger Einfallsrichtung übergehen, haben wir an Gleichung (41) einige Bemerkungen zu knüpfen.

a) Die Gleichung wird besonders einfach, wenn

$$\mathfrak{Z}_1 = \mathfrak{Z}$$

gemacht, die Leitung also auch am Anfang ($x = 0$) durch einen Widerstand von der Größe der Leitungscharakteristik geerdet wird. In diesem Falle verschwindet der zweite Term in der Klammer; falls Gleichung (22) erfüllt ist, können wir statt des Sinus wieder sein Argument setzen, so daß der erste Term in der Klammer einfach gleich $\frac{1}{2} l$ wird. Damit erhalten wir für V_l:

$$V_l = j \frac{h \mathfrak{E}_0}{2} \frac{2 \pi l}{\lambda} e^{-j\left(\gamma + \frac{2\pi}{\lambda}\right)\frac{l}{2}}, \tag{42}$$

also den gleichen Ausdruck, wie wir ihn früher (Gleichung 23b) für V_1 abgeleitet hatten.

Wir haben so den bemerkenswerten Satz gefunden:

Eine Horizontalantenne, deren beide Enden durch Widerstände $\mathfrak{Z}_1 = \mathfrak{Z}_2 = \mathfrak{Z}$ geerdet sind, ergibt die gleiche Endspannung wie eine Antenne mit geerdetem Anfangspunkte, bei der durch Erfüllung von Bedingung (32) die Reflexion am Ende verhindert wird.

Dies kommt dadurch zustande, daß die reflektierte Welle in diesem Falle eine solche Amplitude und Phase hat, daß sie den Einfluß des zweiten Gliedes in Gleichung (28) auf die Endspannung gerade kompensiert, so daß auf der rechten Seite dieser Gleichung nur das Glied V_1 übrig bleibt, was man natürlich auch unmittelbar aus Gleichung (28), indem man darin $\mathfrak{Z}_1 = \mathfrak{Z}$ setzt, erkennen kann.

b) Andererseits wollen wir die beiden Grenzfälle des unmittelbar geerdeten Anfangspunktes ($\mathfrak{Z}_1 = 0$) und der am Anfang offenen Leitung ($\mathfrak{Z}_1 = \infty$) betrachten. In diesen beiden Fällen ist

$$\frac{\mathfrak{Z} - \mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z} + \mathfrak{Z}_1} = \pm 1 .$$

Damit wird:

$$V_l = j h \mathfrak{E}_0 \frac{2\pi}{\lambda} e^{-j\left(\gamma + \frac{2\pi}{\lambda}\right)\frac{l}{2}} \left\{ \frac{\sin\left(\gamma - \frac{2\pi}{\lambda}\right)\frac{l}{2}}{\gamma - \frac{2\pi}{\lambda}} \pm e^{-j\gamma l} \frac{\sin\left(\gamma + \frac{2\pi}{\lambda}\right)\frac{l}{2}}{\gamma + \frac{2\pi}{\lambda}} \right\}. \tag{43}$$

Im Falle der Gültigkeit von Gleichung (22) vereinfacht sich der Klammerausdruck zu:

$$\left\{\frac{l}{2} \pm e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}l}\frac{\sin\frac{2\pi l}{\lambda}}{2\cdot\frac{2\pi}{\lambda}}\right\} = \frac{1}{2}\left\{l \pm \frac{\lambda}{2\pi}e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}}\sin\frac{2\pi}{\lambda}l\right\}. \quad (43\,a)$$

Es kommt also jetzt zu l in Gleichung (42) eine Größe

$$\pm\frac{\lambda}{2\pi}e^{-j\frac{2\pi l}{\lambda}}\sin\frac{2\pi l}{\lambda}$$

hinzu, die je nach der Größe von $\frac{l}{\lambda}$ positiv oder negativ oder komplex ist, und deren absoluter Betrag stets kleiner als $\frac{\lambda}{2\pi}$, d. h. als der $\frac{\lambda}{2\pi l}$te Teil von l ist. Bei nicht zu kleinem $\frac{l}{\lambda}$ ist daher auch jetzt wieder, ebenso wie wir es früher für den Fall $P = 0$ gefunden hatten, der Einfluß des Anfangswiderstandes $\mathfrak{Z}_1$ auf die Endspannungen nur unerheblich.

c) Der durch Gleichung (43) gegebene Ausdruck für V_l hat die Eigenschaft, daß er, wenn man von den Faktoren $e^{-j\left(\gamma+\frac{2\pi}{\lambda}\right)\frac{l}{2}}$ und $e^{-j\gamma l}$, die bei kleiner Dämpfung im wesentlichen nur auf die Phase Einfluß haben, absieht, seine Größe beibehält, wenn man λ durch $-\lambda$ ersetzt. Dieser Ersatz bedeutet nach Gleichung (39) den Übergang von $\alpha = 0$ zu $\alpha = \pi$, d. h. Welleneinfall aus entgegengesetzter Richtung. Sonach folgt aus Gleichung (43):

Eine Horizontalantenne, deren Anfang offen oder widerstandslos geerdet ist, empfängt aus den beiden in ihrer Verlängerung liegenden Richtungen annähernd gleich gut.

Die physikalische Erklärung dieser symmetrischen Wirkung ist folgende:

Fällt in Fig. 1 eine Raumwelle aus entgegengesetzter Richtung, d. h. von rechts her, ein, so erzeugt sie zunächst an der Antenne eine Spannung, die gemäß Gleichung (23) oder (23b) von rechts nach links angenähert proportional der Entfernung $(l - x)$ vom rechten Ende zunimmt und demgemäß am linken Ende $(x = 0)$ den gleichen Wert hat, wie die von einer von links nach rechts laufenden Welle am rechten

Ende erzeugte Spannung. An dem offenen oder geschlossenen linken Ende angelangt, wird die Welle vollständig reflektiert und gelangt nun mit annähernd gleicher Stärke (weil auf dem Rückwege die Raumwellen wegen der nunmehr entgegengerichteten Geschwindigkeiten im Mittel keinen großen Einfluß haben können) wieder an das rechte Ende ($x = l$).

d) Aus dem Vorstehenden folgt in Übereinstimmung mit Gleichung (41), daß, wenn man die Reflexion am Antennenanfang dadurch, daß man $\mathfrak{Z}_1 = \mathfrak{Z}$ macht, verhindert, die Endspannung V_l bei Empfang aus entgegengesetzter Richtung sehr klein werden muß. In der Tat ergibt Gleichung (41) bei negativem λ und $\mathfrak{Z}_1 = \mathfrak{Z}$, falls wieder $\gamma - \frac{2\pi}{\lambda}$ genügend klein ist:

$$V_l = -j\,h\,\mathfrak{E}_0 \frac{2\pi}{\lambda}\, e^{-j\left(\gamma - \frac{2\pi}{\lambda}\right)\frac{l}{2}} \frac{\sin\left(\gamma + \frac{2\pi}{\lambda}\right)\frac{l}{2}}{\gamma + \frac{2\pi}{\lambda}}$$

oder angenähert

$$V_l = -j\,\frac{h\,\mathfrak{E}_0}{2}\, e^{-j\left(\gamma - \frac{2\pi}{\lambda}\right)\frac{l}{2}} \sin\frac{2\pi l}{\lambda}, \tag{42a}$$

also eine Spannung, deren Amplitude, wie ein Vergleich mit Gleichung (42) zeigt, im Höchstfalle $\left(\sin\frac{2\pi l}{\lambda} = 1\right)$ den $\frac{\lambda}{2\pi l}$ ten Teil der bei Einfall aus der andern Richtung erreichten Amplitude beträgt, im allgemeinen aber kleiner ist und für den Fall, daß l ein ganzes Vielfaches von $\frac{\lambda}{2}$ ist, überhaupt verschwindet.

Eine Horizontalantenne, deren beide Enden durch Widerstände $\mathfrak{Z}_1 = \mathfrak{Z}_2 = \mathfrak{Z}$ geerdet sind, zeigt also eine ausgesprochene einseitige Richtwirkung, die um so stärker hervortritt, je größer die Antennenlänge im Vergleich zur Wellenlänge ist.

Man hat sogar die Möglichkeit, die Spannung bei Einfall aus der Gegenrichtung vollständig zu null zu machen, auch wenn $\frac{2l}{\lambda}$ keine ganze Zahl ist, indem man nämlich $\mathfrak{Z}_1$ so wählt, daß der Klammerausdruck in Gleichung (41) verschwindet. Das gibt für $\mathfrak{Z}_1$ die Bedingungsgleichung:

$$\frac{\sin\left(\gamma + \frac{2\pi}{\lambda}\right)\frac{l}{2}}{\gamma + \frac{2\pi}{\lambda}} + \frac{\mathfrak{Z} - \mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z} + \mathfrak{Z}_1} e^{-j\gamma l} \frac{l}{2} = 0$$

oder, nach $\mathfrak{Z}_1$ aufgelöst $\left(\text{mit } \gamma \approx \frac{2\pi}{\lambda}\right)$:

$$\mathfrak{Z}_1 = \mathfrak{Z} \frac{1 + \frac{\lambda}{2\pi l} e^{j\gamma l} \sin \gamma l}{1 - \frac{\lambda}{2\pi l} e^{j\gamma l} \sin \gamma l}. \tag{44}$$

Wegen der starken Abhängigkeit der so erhaltenen Bedingung von der Wellenlänge wird man von dieser Möglichkeit aber nur selten Gebrauch machen können.

11. Wir wenden uns nun dem Falle beliebiger Einfallsrichtung zu, indem wir in Gleichung (41) für λ die Größe λ_1 aus Gleichung (39) einsetzen. Wir erhalten so, indem wir uns zunächst auf den einfachsten Fall $\mathfrak{Z}_1 = \mathfrak{Z}$ beschränken, für die Effektivspannung:

$$V_{\text{eff.}} = h\,\mathfrak{E}_{\text{eff.}} \frac{2\pi}{\lambda} \left| \cos\alpha \frac{\sin\left(\gamma - \frac{2\pi}{\lambda}\cos\alpha\right)\frac{l}{2}}{\gamma - \frac{2\pi}{\lambda}\cos\alpha} \right|$$

$$= V_{1\,\text{eff.}} \cdot |F(\alpha)|, \tag{45}$$

wenn wir mit

$$V_{1\,\text{eff.}} = \frac{h\,\mathfrak{E}_{\text{eff.}}}{2} \cdot \frac{2\pi l}{\lambda} \tag{24}$$

die Effektivspannung für $\alpha = 0$ (identisch mit dem in § 4 abgeleiteten Wert) und mit $F(\alpha)$ die Funktion

$$F(\alpha) = \cos\alpha \frac{\sin\left(\gamma - \frac{2\pi}{\lambda}\cos\alpha\right)\frac{l}{2}}{\left(\gamma - \frac{2\pi}{\lambda}\cos\alpha\right)\frac{l}{2}}, \tag{46}$$

den „Richtfaktor“, bezeichnen.

Der Einfluß einer Neigung der Strahlrichtung gegen die Antennenrichtung ist also ein zweifacher: er bewirkt einmal eine Verminderung der wirksamen Windungsfläche, entsprechend dem Faktor $\cos\alpha$ in Gleichung (46), zum andern eine Amplitudenverminderung dadurch, daß Raumwellen und Drahtwellen infolge ihrer nunmehr verschiedenen

Fortpflanzungsgeschwindigkeit miteinander interferieren, was in Gleichung (46) durch den Faktor

$$\frac{\sin\left(\gamma - \frac{2\pi}{\lambda}\cos\alpha\right)\frac{l}{2}}{\left(\gamma - \frac{2\pi}{\lambda}\cos\alpha\right)\frac{l}{2}}$$

zum Ausdruck kommt.

Wir setzen von jetzt ab, entsprechend Gleichung (22)

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda},$$

so daß wir für das Argument des Sinus schreiben können:

$$\left(\gamma - \frac{2\pi}{\lambda}\cos\alpha\right)\frac{l}{2} = \frac{2\pi l}{\lambda}\,\frac{1-\cos\alpha}{2} = \frac{2\pi l}{\lambda}\cdot y$$

mit

$$y = \frac{1-\cos\alpha}{2} = \sin^2\frac{\alpha}{2} \tag{47}$$

und

$$\cos\alpha = 1 - 2y\,. \tag{47a}$$

Damit geht die Gleichung (46) über in

$$F(\alpha) = (1-2y)\frac{\sin\frac{2\pi l}{\lambda}y}{\frac{2\pi l}{\lambda}\cdot y}\,. \tag{48}$$

Die Funktion

$$\frac{\sin\frac{2\pi l}{\lambda}y}{\frac{2\pi l}{\lambda}y} = \frac{\sin u}{u} \qquad \left(\text{mit } u = \frac{2\pi l}{\lambda}y\right)$$

ist in Fig. 3 durch die ausgezogene Kurve dargestellt; $F(\alpha)$ erhält man durch Multiplikation der Ordinaten dieser Kurve mit den Ordinaten der ebenfalls eingezeichneten Geraden $(1-2y)$, welche für das in Betracht kommende Intervall $0 \leqq \alpha \leqq \pi$ sich zwischen den Ordinaten $+1$ und -1 erstreckt, da ja y gem. Gleichung (47) zwischen 0 und 1 variiert. Das so erhaltene $F(\alpha)$ ist durch die gestrichelte Kurve dargestellt; die Figur zeigt, daß F bei von null an wachsenden y von einem scharfen Hauptmaximum bei $y = 0$ bis auf null fällt

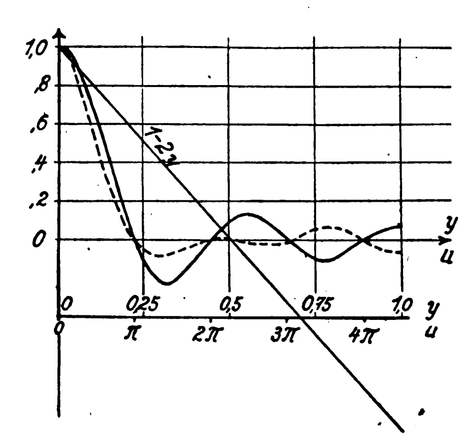


Fig. 3. Richtfaktor F in Abhängigkeit von $y = \sin^2 \frac{\alpha}{2}$.

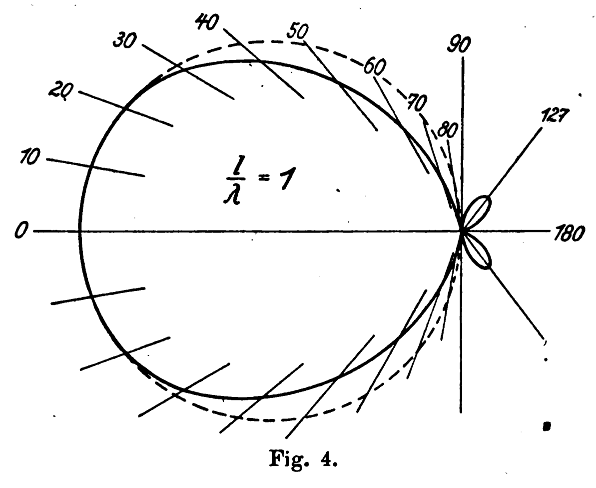


Fig. 4.

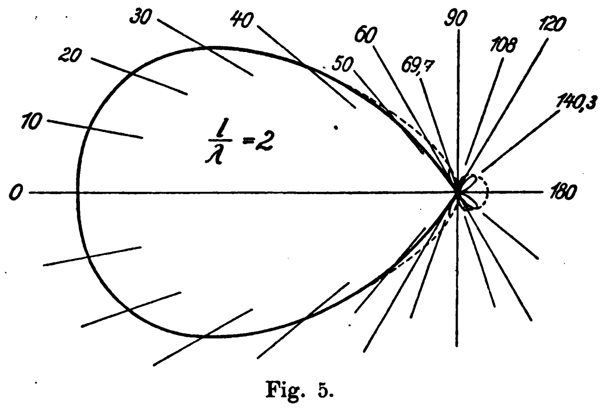


Fig. 5.

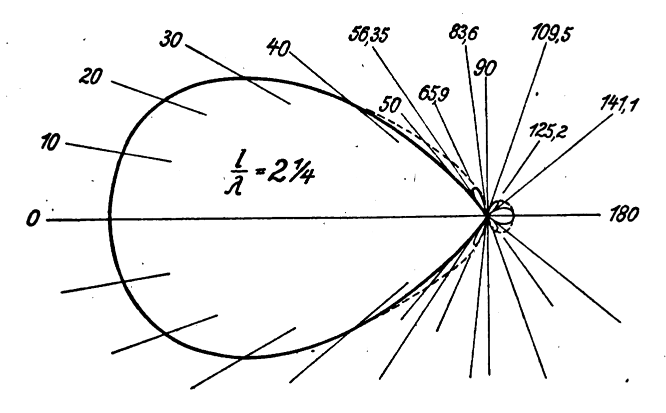


Fig. 6.

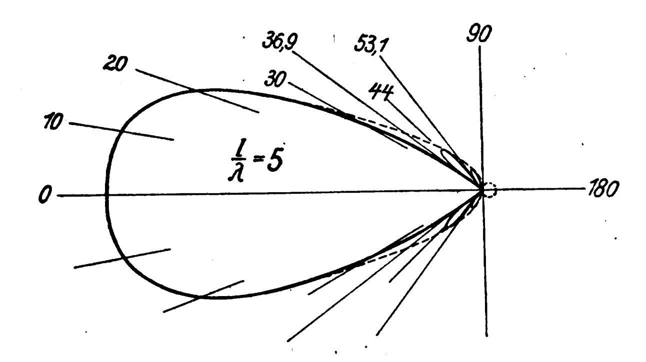


Fig. 7.

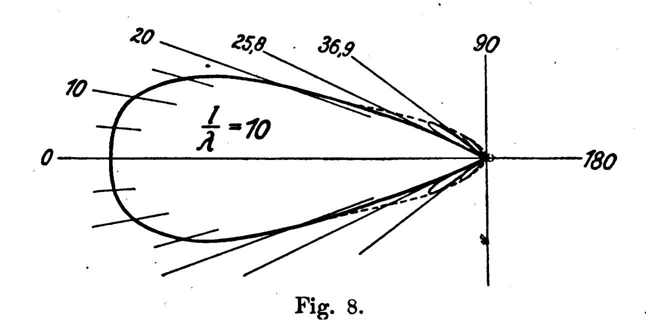


Fig. 8.

Fig. 4—8: Richtcharakteristiken für $\mathfrak{Z}_1 = \mathfrak{Z}_2 = \mathfrak{Z}$.

$\left(\text{bei } u = \pi \text{ bzw. } y = \frac{\lambda}{2l}\right)$ und von da ab dauernd kleine Werte behält, indem es mehrere Nebenmaxima durchläuft und dazwischen jedesmal zu null wird. Da nach Gleichung (47) y sich gleichsinnig mit α ändert, ist durch die Kurve qualitativ auch der Verlauf von α gegeben; wir haben also eine ausgesprochene einseitige Richtwirkung vor uns, indem $F(\alpha)$ nur innerhalb eines gewissen Winkelbereiches größere Beträge annimmt.

Der Abszissenmaßstab der Kurve $\frac{\sin u}{u}$ hängt von dem Verhältnis $\frac{l}{\lambda}$ ab; Vergrößerung von $\frac{l}{\lambda}$ bewirkt eine Zusammenziehung, Verkleinerung eine Streckung der Kurve in Richtung der Abszissenachse. Je größer $\frac{l}{\lambda}$ ist, um so steiler und schmaler wird also das Hauptmaximum von $F(\alpha)$, um so ausgesprochener ist die Richtwirkung.

Den quantitativen, auf Grund der Gleichung (48) berechneten Verlauf des Richtfaktors zeigen für verschiedene Werte des Verhältnisses $\frac{l}{\lambda}$ die Figg. 4—8, welche den absoluten Betrag des Richtfaktors F in Polarkoordinaten als Funktion des Einfallswinkels α darstellen; die angeschriebenen Zahlen bedeuten Winkelgrade. Die Diagramme bestätigen das oben Gesagte: sie zeigen ein starkes Hauptmaximum in der Richtung $\alpha = 0$, zu dessen beiden Seiten F steil bis auf null fällt, um dann bei weiter wachsendem Winkel α der Reihe nach ein oder mehrere Nebenmaxima von geringer Höhe zu durchlaufen und dazwischen null zu werden. Dabei ist zu beachten, daß F den Richtfaktor für die im Empfangsapparat erzeugte Effektivspannung $V_{\text{eff.}}$ bedeutet; da die Empfangslautstärke proportional $V^2_{\text{eff.}}$ ist, ist der für die Empfangslautstärke maßgebende Richtfaktor gleich F^2. Die Nebenmaxima von F^2 sind aber noch eine Größenordnung kleiner als die von F; z. B. ist bei dem größten in den Figuren vorkommenden Nebenmaximum (1. Nebenmaximum in Fig. 8) $F = 0{,}186$, $F^2 = 0{,}035$, so daß wir sagen können, daß jenseits der ersten Nullrichtung, wenigstens aber jenseits des ersten Nebenmaximums die Empfangsintensität für viele praktische Fälle bereits verschwindend klein geworden ist.

Die Horizontalantenne in der hier vorausgesetzten Schaltung zeigt also gegenüber andern Antennen eine ganz neue und zwar sehr günstige Art von Richtwirkung, indem der Empfang praktisch auf einen ziemlich

engen Winkelbereich zu beiden Seiten einer Vorzugsrichtung beschränkt ist. Es muß jedoch betont werden, daß diese günstige Richtwirkung nur dann in Erscheinung tritt, wenn die Antennenlänge ein großes Vielfaches der Wellenlänge $\left(\text{etwa } \frac{l}{\lambda} \geqq 5\right)$ ist, also wesentlich größer als die von den Amerikanern verwandten Längen ist. Bei geringeren Antennenlängen ist die Richtwirkung, abgesehen von der Einseitigkeit, noch nicht erheblich von der der Rahmenantenne verschieden, insbesondere nicht, wenn l von der Größenordnung λ ist, wie Fig. 4 zeigt, in der die Richtkurve der Rahmenantenne als gestrichelter Kreis eingezeichnet ist; aber auch für $\frac{l}{\lambda} = 2$ (Fig. 5 und 6) ist der Unterschied noch nicht erheblich.

Die Richtdiagramme zeigen große Ähnlichkeit mit den Kurven, die man bei Verwendung eines Parabolspiegels[1]) erhält; in der Tat ist in diesem Falle, der dem optischen Problem der Spaltbeugung entspricht, der Richtfaktor durch eine ganz ähnliche Funktion

$$F = \cos\alpha \frac{\sin u}{u}$$

gegeben, nur mit dem Unterschied, daß u nicht, wie bei uns, proportional $\frac{1-\cos\alpha}{2} = \sin^2\frac{\alpha}{2}$, sondern proportional $\sin\alpha$ ist.

Die Lage der Nebenmaxima und der dazwischen liegenden Nullrichtungen ist sehr empfindlich gegen Änderung des Verhältnisses $\frac{l}{\lambda}$, wie Fig. 5 und 6 zeigen, bei denen sich die Antennenlängen um $\frac{1}{4}\lambda$ unterscheiden; dieser Unterschied hat zur Folge, daß, während in Fig. 5 der Richtung $\alpha = 180^0$ die Spannung null entspricht, in Fig. 6 in der gleichen Richtung ein Spannungsmaximum liegt. Allgemein bewirkt ein Unterschied der Antennenlänge von $\frac{1}{4}\lambda$, daß in der Umgebung der Richtung $\alpha = 180^0$ Maxima und Nullrichtungen ihre Plätze tauschen; bei großem $\frac{l}{\lambda}$ genügt zu dieser Verschiebung somit bereits eine Änderung der Antennen- bzw. Wellenlänge von wenigen Prozenten. Bei dieser Wanderung müssen die den Neben-

1) Vgl. **Marconi**, dieses Jahrb. Bd. 21, S. 58, 1923.

maxima entsprechenden Schleifen sich innerhalb einer mit $\frac{l}{\lambda}$ nur langsam sich ändernden Umhüllungskurve bewegen, die man dadurch erhält, daß man in Gleichung (46) oder (48) den Sinus gleich 1 setzt; diese Umhüllungkurven sind in Fig. 5 bis 8 gestrichelt eingezeichnet; in Fig. 7 und 8 ist für $\alpha > 90^0$ nur die Umhüllungkurve gezeichnet, da die den einzelnen Nebenmaxima entsprechenden Schleifen so klein würden, daß sie nicht mehr erkennbar wären.

Die genauen Werte des Richtfaktors für die den Figuren entsprechenden Werte von $\frac{l}{\lambda}$ sind aus der Tabelle zu ersehen, welche im Bereich des Hauptmaximums die Werte von $|F|$ und F^2 von 10 zu 10^0 und außerdem die Nullrichtungen und Richtungen und Höhen der Nebenmaxima angibt (für $\frac{l}{\lambda} = 10$ sind der Raumersparnis halber die Nebenmaxima, deren Höhe kleiner ist als 0,015, weggelassen.)

Als Maß für die Richtwirkung kann der Öffnungswinkel angesehen werden, innerhalb dessen das Hauptmaximum liegt, d. h. das Doppelte des Winkels α_0, für den F zum ersten Male null wird. Das tritt dann ein, wenn in Gleichung (48)

$$u = y \frac{2\pi l}{\lambda} = \pi$$

wird, oder

$$2y = 2\sin^2\frac{\alpha_0}{2} = 1 - \cos\alpha_0 = \frac{\lambda}{l}$$

$$\cos\alpha_0 = 1 - \frac{\lambda}{l} \tag{49}$$

oder

$$\sin\frac{\alpha_0}{2} = \sqrt{\frac{\lambda}{2l}}, \tag{49a}$$

woraus man durch Reihenentwicklung des Sinus für den Öffnungswinkel die Näherungsformel erhält

$$2\alpha_0 = 162{,}2 \cdot \sqrt{\frac{\lambda}{l}}\left(1 + \frac{1}{12}\frac{\lambda}{l}\right) \text{ Grad} \tag{49b}$$

oder bei genügend großem $\frac{l}{\lambda}$:

$$2\alpha_0 = 162 \cdot \sqrt{\frac{\lambda}{l}} \text{ Grad}, \tag{49c}$$

welch letztere Formel mit einem Fehler von höchstens 1 Proz. gilt,

Tabelle für den Richtfaktor.

$\frac{l}{\lambda} = 1$			$\frac{l}{\lambda} = 2$			$\frac{l}{\lambda} = 2\frac{1}{4}$			$\frac{l}{\lambda} = 5$			$\frac{l}{\lambda} = 10$		
α	$\lvert F\rvert$	F^2	α	$\lvert F\rvert$	F^2	α	$\lvert F\rvert$	F^2	α	$\lvert F\rvert$	F^2	α	$\lvert F\rvert$	F^2
0	1	1	0	1	1	0	1	1	0	1	1	0	1	1
10	0,985	0,970	10	0,984	0,968	10	0,984	8,968	10	0,977	0,954	10	0,948	0,900
20	0,939	0,882	20	0,919	0 845	20	0,912	8,833	20	0,805	0,647	20	0,471	0,222
30	0,841	0,707	30	0,767	0 588	30	0,742	0,550	30	0,354	0,125	25,8	0	0
40	0,698	0,487	40	0 518	0,268	40	0,461	0,212	36,9	0	0	30,9	0,186	0,035
50	0,516	0,266	50	0,224	0,050	50	0,148	0,022	44	0,156	0,024	36,9	0	0
60	0,318	0,161	60	0	0	56,3	0	0	53,1	0	0	40,9	0,097	0,009
70	0,145	0,021	69,7	0.069	0,005	65,9	0,084	0,007	58,9	0,066	0,004	45,6	0	0
80	0,035	0,001	90	0	0	83,6	0	0	66,4	0	0	49,1	0,060	0,004
90	0	0	108	0,035	0,001	86,6	0,003	0,00001	71,4	0,029	0,0009	53,1	0	0
127	0,114	0,013	120	0	0	90	0	0	78,5	0	0	56,4	0,039	0,0016
180	0	0	140,3	0,069	0,005	101,0	0,019	0,0004	82,4	0,0085	0,00007	60	0	0
			180	0	0	109,5	0	0	90	0	0	63 1	0,026	0,0007
						125,2	0.051	0,0026	97,3	0,0065	0,00004	66,4	0	0
						141,1	0	0	101,5	0	0	69,4	0,017	0,0003
						180	0,071	0,0050	108,1	0,015	0,0002	72,5	0	0
									113,6	0	0	—	—	—
									120	0,021	0,0004	—	—	—
									126,9	0	0	—	—	—
									133,4	0,026	8,0007	—	—	—
									143,1	0	0	155,1	0	0
									154,3	0,029	0,0008	161,8	0,015	0,0002
									180	0	0	180	0	0

falls $\frac{l}{\lambda} \geqq 8$ ist. Der Winkelbereich, aus dem empfangen werden kann, ist also angenähert proportional der Wurzel aus der Wellenlänge und umgekehrt proportional der Wurzel aus der Antennenlänge. Der genaue Verlauf von $2\alpha_0$ in Abhängigkeit von $\frac{l}{\lambda}$ ist in Fig. 9 graphisch dargestellt.

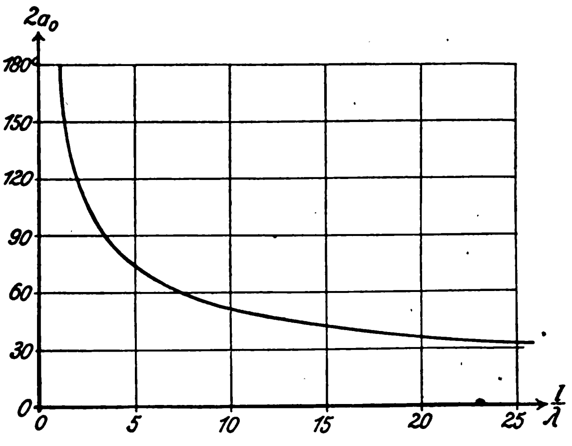


Fig. 9. Abhängigkeit des Empfangsbereichs von der Antennenlänge.

12. Die im vorigen Paragraphen beschriebene Richtwirkung tritt, wie gesagt, nur dann auf, wenn der Widerstand $\mathfrak{Z}_1$, über den der Anfangspunkt der Antenne geerdet ist, gerade gleich der Leitungscharakteristik $\mathfrak{Z}$ ist. Wir wollen nun noch den Fall betrachten, daß der Anfang der Leitung entweder direkt geerdet oder offen ist. Die Spannung für diese beiden Fälle erhalten wir, wenn wir in Gleichung (43) λ durch $\lambda_1 = \frac{\cos\alpha}{\lambda}$ ersetzen. Wir finden so für den Richtfaktor:

$$\left.\begin{array}{l} F_0 = \\ F_\infty = \end{array}\right\} \cos\alpha \left\{ \frac{\sin\left(\gamma - \frac{2\pi}{\lambda}\cos\alpha\right)\frac{l}{2}}{\left(\gamma - \frac{2\pi}{\lambda}\cos\alpha\right)\frac{l}{2}} \pm e^{-j\gamma l} \frac{\sin\left(\gamma + \frac{2\pi}{\lambda}\cos\alpha\right)\frac{l}{2}}{\left(\gamma + \frac{2\pi}{\lambda}\cos\alpha\right)\frac{l}{2}} \right\}, \tag{50}$$

wofür wir auch schreiben können:

$$\left.\begin{matrix} F_0 = \\ F_\infty = \end{matrix}\right\} F(\cos\alpha) \mp e^{-j\gamma l} F(-\cos\alpha) \tag{50a}$$

oder, da $-\cos\alpha = \cos(180^0 \pm \alpha)$ ist,

$$\left.\begin{matrix} F_0 = \\ F_\infty = \end{matrix}\right\} F(\alpha) \mp e^{-j\gamma l} F(180^0 \pm \alpha). \tag{50b}$$

Man erhält also jetzt den Richtfaktor, indem man zu dem im vorigen Paragraphen ermittelten Richtfaktor $F(\alpha)$ noch den für die symmetrische Richtung $(180^0 - \alpha)$ gültigen Richtfaktor addiert

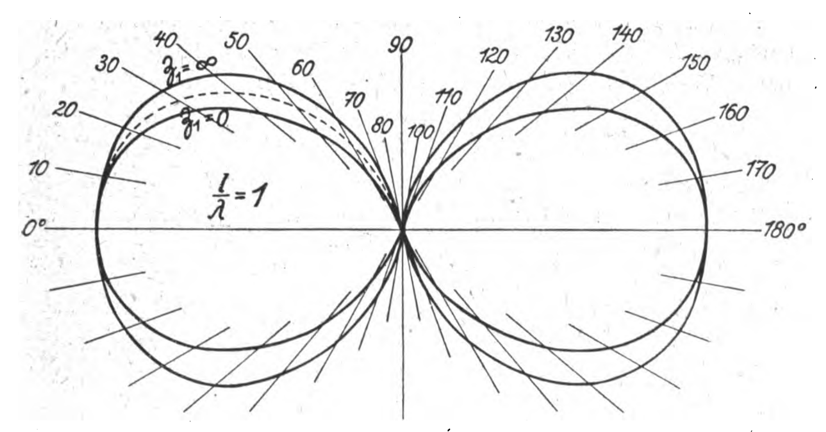


Fig. 10. Richtcharakteristiken für $\mathfrak{Z}_1 = 0$ bzw. ∞.

bzw. subtrahiert, und zwar, entsprechend dem Faktor $e^{-j\gamma l}$, vektoriell addiert, wobei die beiden als Vektoren zu behandelnden Größen $F(\alpha)$ und $F(180 - \alpha)$ unter einem Winkel von $\gamma l = \frac{2\pi l}{\lambda}$ aneinander zu fügen sind. Gleichung (50b) zeigt, daß die so sich ergebenden Richtfaktoren für die Richtungen α und $180^0 \pm \alpha$ die gleichen sind; d. h. das Richtdiagramm ist jetzt symmetrisch, die Empfangslautstärke ist für jede Richtung die gleiche, wie für die diametral entgegengesetzte. In Fig. 10 sind die beiden entsprechenden Richtdiagramme für das Verhältnis $\frac{l}{\lambda} = 1$ gezeichnet, zum Vergleich ist im linken oberen Quadranten die Kurve für $\mathfrak{Z}_1 = \mathfrak{Z}$ nach Fig. 4 gestrichelt mit eingezeichnet. Man sieht, das für $\alpha \leqq 90^0$ der Unterschied der drei Schaltungen $\mathfrak{Z}_1 = 0$, $\mathfrak{Z}_1 = \mathfrak{Z}$ und $\mathfrak{Z}_1 = \infty$ nicht sehr erheblich ist, wie es ja auch wegen der geringen Größe von F

für Winkel zwischen 90⁰ und 180⁰ (Fig. 4) zu erwarten ist. Dieser Unterschied wird um so geringer, je größer $\frac{l}{\lambda}$ ist; falls $\frac{l}{\lambda}$ von der Größenordnung 5 ist oder größer, beträgt er nur noch wenige Prozente, so daß er praktisch zu vernachlässigen ist. In diesem Falle ist also das Richtdiagramm für F_0 und F_∞ bei $\alpha \leqq 90^0$ mit der F-Kurve, wie sie z. B. Fig. 7 und 8 darstellt, identisch; um auch die Kurve für die beiden übrigen Quadranten zu erhalten, braucht man sie nur durch Drehung um 180⁰ bzw. Spiegelung an der Geraden $\alpha = 90^0$ symmetrisch zu ergänzen.

Schließlich wollen wir noch die Formel für den Richtfaktor bei beliebigem Anfangswiderstand $\mathfrak{Z}_1$ hinschreiben; sie lautet in sinngemäßer Verallgemeinerung von Gleichung (50b):

$$F_1 = F(\alpha) - e^{-j\gamma l} \frac{\mathfrak{Z} - \mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z} + \mathfrak{Z}_1} F(180^0 \pm \alpha). \tag{51}$$

Danach ergibt sich F_1 in ähnlicher Weise wie vorher durch vektorielle Addition der beiden Größen $F(\alpha)$ und $-F\,(180^0 \pm \alpha)$, nur ist die letztere vorher noch mit dem Faktor $\frac{\mathfrak{Z} - \mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z} + \mathfrak{Z}_1}$, dessen Betrag stets kleiner als 1 ist, zu multiplizieren, so daß sich Richtdiagramme nach Art von Fig. 10, jedoch mit verkleinerter rechter Hälfte ergeben.

13. Zusammenfassend läßt sich also die Richtwirkung der Horizontalantennen folgendermaßen kennzeichnen:

1. Einfache Ausdrücke für den Richtfaktor ergeben sich nur, wenn der Endwiderstand $\mathfrak{Z}_2$ gleich der Leitungscharakteristik $\mathfrak{Z}$ ist.

2. Ist diese Voraussetzung erfüllt, so hängt die Form des Polardiagramms der Richtwirkung wesentlich von der Größe des Anfangswiderstandes $\mathfrak{Z}_1$ ab: ist $\mathfrak{Z}_1 = \mathfrak{Z}$, so ist die Richtwirkung einseitig Fig. 4 bis 8); ist $\mathfrak{Z}_1 = 0$ oder ∞, so wird das Polardiagramm symmetrisch (Fig. 10).

3. Ist die Antennenlänge ein großes Vielfaches der Wellenlänge, so tritt eine neuartige, besonders scharfe Richtwirkung auf, derart, daß die Empfangslautstärke nur innerhalb eines begrenzten Öffnungswinkels erhebliche Beträge erreicht und außerhalb desselben sehr klein wird; dieser Öffnungswinkel ist angenähert umgekehrt proportional der Quadratwurzel aus dem Verhältnis $\frac{l}{\lambda}$ und ist für $\frac{l}{\lambda} = 10$ etwa 50⁰, für $\frac{l}{\lambda} = 20$ nur etwa 36⁰ groß.

Jena, Physikalisches Institut der Universität.

Berechnung der Kopplungskoeffizienten für einige besondere Fälle der gegenseitigen Induktion.

Von **D. Wicker.**

Es ist bekannt, daß die Koeffizienten der Selbstinduktion der zylindrischen Solenoidspulen durch folgende Formel ausgedrückt werden können:

$$L = (\pi \cdot D \cdot n)^2 \cdot l \cdot f \tag{1}$$

wobei:

D = Durchmesser der Spule in cm.
n = Anzahl der Windungen auf 1 cm Spulenlänge.
l = Länge der Spule in cm.
f = Koeffizient, der vom Verhältnis $\frac{l}{D}$ abhängig ist.

Für die Solenoidspulen ändert sich dieser Koeffizient f von bestimmter Größe für $\frac{l}{D}$ an (und zwar von $\frac{l}{D} = 2,5$) nach der Formel:

$$f = 1 - \frac{A}{l/D} \tag{2}$$

wo A eine Konstante ist, die vom Durchmesser und von der Länge der Spule unabhängig ist und für die Solenoidspulen gleich 0,5 ist.[1])

Wir wollen das Produkt $f \cdot \frac{l}{D}$ bilden und es sei $\Upsilon = f \cdot \frac{l}{D}$. Aus der Formel (2) folgt, daß dieses Produkt bei der Vergrößerung der Länge der Spulen dem Grenzwerte $\frac{l}{D}$ asymptotisch zustrebt. Wir wollen jetzt das Produkt $\Upsilon = f \cdot \frac{l}{D}$ im Zusammenhang mit der Ände-

1) Über diesen Koeffizienten f siehe: Rein-Wirtz, Radiotelegraphisches Praktikum, 3. Aufl., S. 128/129, Tafeln III und IV. Siehe auch: The Electrician, London, 10. IX. 1915: The calculation and designe of inductance. Die in The Electrician und bei Rein-Wirtz angegebenen Kurven des Koeffizienten f sind richtig nur für zylindrische solenoidale Spulen, d. h. für Spulen mit Windungen, welche in zur Achse der Spulen perpendikularen Ebenen liegen. — Im Falle aber der unsolenoidalen Spulen, d. h. der Spulen mit bedeutender Windungssteigung haben die Koeffizienten f größere Werte, als die von den oben genannten Kurven gegebenen. Siehe darüber meinen Artikel (in russ. Sprache) in „Drahtlose Telegraphie und Telephonie“ Nijni-Nowgorod, Januar 1922. Siehe auch Nesper, Handbuch der drahtlosen Telegraphie I, S. 130 ff.

rung des Verhältnisses $\frac{l}{D}$ graphisch darstellen. Wenn wir auf der Abszissenachse in irgendeinem Maßstabe die Größen $\frac{l}{D}$ und auf der Ordinatenachse in demselben Maßstabe die Größen Υ abtragen, so wird Υ durch eine Kurve wiedergegeben, die sich der geraden Linie, die mit der Abszissenachse einen Winkel von 45° bildet, asymptotisch nähert.

Fig. 1 stellt die Kurven des Produktes $\Upsilon = f \cdot \frac{l}{D}$ dar.

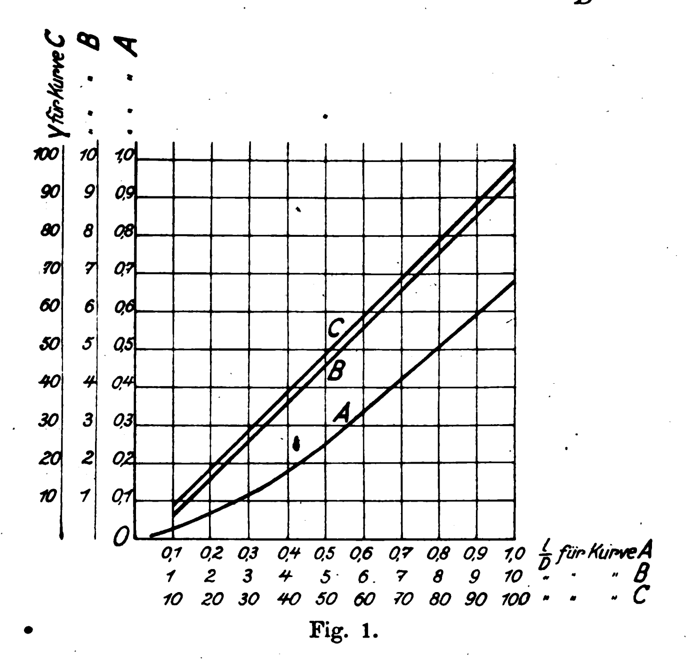


Fig. 1.

Mit Hilfe dieser Kurven ist es leicht, für folgende Fälle die Kopplungskoeffizienten auszurechnen:

I. Zwei zylindrische Solenoidspulen mit gleichem Durchmesser und gleicher Anzahl von Windungen pro cm Spulenlänge, in einer Achsenlinie gelegen und um einen bestimmten Abstand voneinander entfernt (siehe Fig. 2, Fall 1).

II. Dieselben Spulen, ebenso in einer Achsenlinie gelegen, aber ohne Zwischenraum (siehe Fig. 2, Fall II).

III. Ebensolche Spulen aber mit ein wenig verschiedenem Durch-

messer, eine Spule zum Teil in die andere geschoben (siehe Fig. 2, Fall III).

IV. Dieselben Spulen wie im Falle III, wobei eine Spule in die andere soweit geschoben ist, daß die Kanten zusammenfallen (siehe Fig. 2, Fall IV).

V. Dieselben Spulen wie in den Fällen III und IV, eine Spule an beliebige Stelle des mittleren Teiles der anderen geschoben (siehe Fig. 2, Fall V).

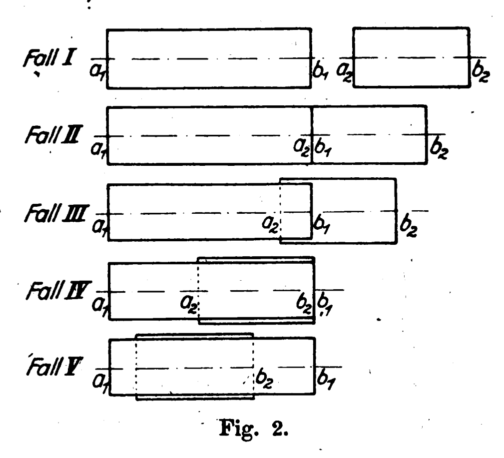


Fig. 2.

Die beschriebenen fünf Fälle stellen verschiedene Momente der gegenseitigen Lage von zwei sich relativ gegeneinander auf einer geraden Linie bewegenden Spulen dar.

Zuerst wollen wir den Fall II als den einfacheren analysieren. Es ist bekannt, daß die absolute Größe des Kopplungskoeffizienten nicht davon abhängt, wie die magnetischen Felder der Spulen gegeneinander gerichtet sind, d. h. ob dieselben in einer und derselben Richtung oder in der entgegengesetzten verlaufen. Nehmen wir an, daß im Falle II die magnetischen Felder der beiden Spulen dieselbe Richtung haben. Bei dieser Annahme wird die magnetische Kopplung der beiden Spulen in der Art geschehen, daß das magnetische Feld einer Spule die Fortsetzung des magnetischen Feldes der anderen Spule bildet, als ob die Spulen 1 und 2 (siehe Fig. 3) elektrisch hintereinander verbunden und nur Teile einer größeren imaginären Spule 3, deren Länge gleich der Summe der Längen der Spulen 1 und 2 ist, bildeten.

Bezeichnen wir mit L_1, L_2 und L_3 die Koeffizienten der Selbstinduktion der Spulen 1, 2 und 3. Es ist klar, daß zwischen L_1, L_2 und L_3 folgendes Verhältnis bestehen muß:

$$L_3 = L_1 + L_2 + 2\,M_{1/2} \tag{3}$$

wobei $M_{1/2}$ der Koeffizient der gegenseitigen Induktion der Spulen 1 und 2 ist. Wenn wir den Kopplungskoeffizienten der Spulen 1 und 2

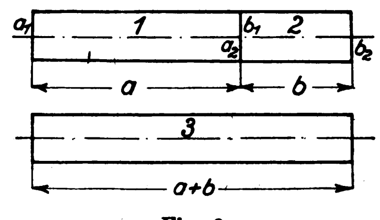


Fig. 3.

mit $K_{1/2}$ bezeichnen $\left(\text{also: } K_{1/2} = \frac{M_{1/2}}{\sqrt{L_1 \cdot L_2}}\right)$, so ändert sich die Gleichung (3) folgendermaßen:

$$L_3 = L_1 + L_2 + 2\,K_{1/2}\sqrt{L_1 \cdot L_2} \tag{4}$$

Drücken wir L_1, L_2 und L_3 durch die Formel (1) aus:

$$\left.\begin{aligned} L_1 &= (\pi \cdot D \cdot n)^2 \cdot a \cdot f_a \\ L_2 &= (\pi \cdot D \cdot n)^2 \cdot b \cdot f_b \\ L_3 &= (\pi \cdot D \cdot n)^2 \cdot (a+b) \cdot f_{a+b} \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

wobei a, b und $(a+b)$ die Länge der Spulen 1, 2 und 3 und f_a, f_b und f_{a+b} die entsprechenden von den Verhältnissen $\frac{a}{D}$, $\frac{b}{D}$ und $\frac{a+b}{D}$ abhängigen Koeffizienten bedeuten. Setzen wir in die Gleichung (4) für L_1, L_2 und L_3 die entsprechenden Ausdrücke aus (5), so erhalten wir nach Vereinfachung folgende Gleichung:

$$f_{a+b} \cdot (a+b) = f_a \cdot a + f_b \cdot b + 2\,K_{1/2} \cdot \sqrt{f_a \cdot a \cdot f_b \cdot b}.$$

Indem wir alle Glieder der letzten Gleichung durch D dividieren und $f_{a+b} \cdot \frac{a+b}{D}$ durch Υ_{a+b}, $f_a \cdot \frac{a}{D}$ durch Υ_a, und $f_b \cdot \frac{b}{D}$ durch Υ_b bezeichnen, erhalten wir:

$$\Upsilon_{a+b} = \Upsilon_a + \Upsilon_b + 2\,K_{1/2}\sqrt{\Upsilon_a \cdot \Upsilon_b},$$

woraus sich ergibt:

$$K_{1/2} = \frac{1}{2} \frac{\Upsilon_{a+b} - (\Upsilon_a + \Upsilon_b)}{\sqrt{\Upsilon_a \cdot \Upsilon_b}} \tag{6}$$

Die in der Formel (6) enthaltenen Größen Υ_a, Υ_b und Υ_{a+b} können ohne weiteres nach den Kurven der Fig. 1 festgestellt werden, wenn die Längen der Spulen a, b und $(a+b)$ in Teilen des Durchmessers D dargestellt, bekannt sind.

Jetzt wollen wir die Analyse des Falles I vornehmen (siehe Fig. 4).

Füllen wir in Gedanken den Zwischenraum zwischen den Spulen 1 und 2 durch eine imaginäre Spule S aus, die im Durchmesser und der Anzahl der Windungen pro cm Spulenlänge mit den Spulen 1 und 2 übereinstimmt, und nehmen wir an, daß die magnetischen Felder der Spulen 1, S und 2 dieselbe Richtung haben. Bei dieser

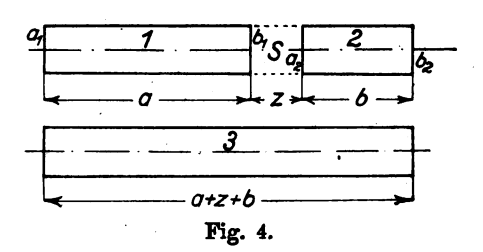


Fig. 4.

Annahme wird die magnetische Kopplung der Spulen 1, S und 2 in der Art geschehen, daß ihre magnetischen Felder ineinander übergehen, als wären die drei Spulen elektrisch hintereinander verbunden, oder als ob diese Spulen nur Teile einer größeren Spule 3 wären, deren Länge sich aus der Summe der Längen der Spulen 1, S und 2 ergibt.

Bezeichnen wir durch L_1, L_S, L_2 und L_3 die entsprechenden Koeffizienten der Selbstinduktion der Spulen 1, S, 2 und 3 und durch $M_{1/S}$, $M_{1/2}$ und $M_{S/2}$ die entsprechenden Koeffizienten der gegenseitigen Induktion der Spulen $1 - S$, $1 - 2$, $S - 2$.

Es ist klar, daß zwischen den genannten Größen folgende Beziehung bestehen muß:

$$L_3 = L_1 + L_S + L_2 + 2 M_{1/S} + 2 M_{1/2} + 2 M_{S/2} \tag{7}$$

Wenn wir durch $K_{1/S}$, $K_{1/2}$ und $K_{S/2}$ entsprechende Kopplungskoeffizienten bezeichnen, so ändert sich die Gleichung (7) folgendermaßen:

$$\left.\begin{aligned} L_3 = L_1 + L_S + L_2 + 2K_{1/S}\sqrt{L_1 \cdot L_S} + \\ + 2K_{1/2}\sqrt{L_1 \cdot L_2} + 2K_{S/2} \cdot \sqrt{L_S \cdot L_2} \end{aligned}\right\} \quad (8)$$

Drücken wir L_1, L_S, L_2 und L_3 durch die Formel (1) aus:

$$\left.\begin{aligned} L_1 &= (\pi \cdot D \cdot n)^2 \cdot a \cdot f_a \\ L_S &= (\pi \cdot D \cdot n)^2 \cdot z \cdot f_z \\ L_2 &= (\pi \cdot D \cdot n)^2 \cdot b \cdot f_b \\ L_3 &= (\pi \cdot D \cdot n)^2 \cdot (a + z + b) \cdot f_{a+z+b} \end{aligned}\right\} \quad (9)$$

wobei: a, z, b, $(a + z + b)$, die Länge der Spulen 1, S, 2 und 3, und f_a, f_z, f_b, f_{a+z+b} die entsprechenden von den Verhältnissen $\frac{a}{D}$, $\frac{z}{D}$, $\frac{b}{D}$, $\frac{a+z+b}{D}$ abhängigen Koeffizienten sind.

Setzen wir in die Gleichung (8) für L_1, L_S, L_2 und L_3 die entsprechenden Ausdrücke aus Gleichung (9), so erhalten wir nach Kürzungen folgende Gleichung:

$$\left.\begin{aligned} f_{a+z+b} \cdot (a + z + b) = f_a \cdot a + f_z \cdot z + f_b \cdot b + 2K_{1/S} \cdot \sqrt{f_a \cdot a \cdot f_z \cdot z} + \\ + 2K_{1/2} \cdot \sqrt{f_a \cdot a \cdot f_b \cdot b} + 2K_{S/2} \cdot \sqrt{f_z \cdot z \cdot f_b \cdot b} \end{aligned}\right\} \quad (10)$$

Die in der Gleichung (10) sich befindenden Koeffizienten $K_{1/S}$ und $K_{S/2}$ sind die Kopplungskoeffizienten des Falles II (zwei Spulen ohne Zwischenraum). Nach sinngemäßer Anwendung der Formel (6) bekommen wir:

$$K_{1/S} = \frac{1}{2} \frac{\Upsilon_{a+z} - (\Upsilon_a + \Upsilon_z)}{\sqrt{\Upsilon_a \cdot \Upsilon_z}} \quad (11)$$

$$K_{S/2} = \frac{1}{2} \frac{\Upsilon_{z+b} - (\Upsilon_z + \Upsilon_b)}{\sqrt{\Upsilon_z \cdot \Upsilon_b}} \quad (12)$$

Setzen wir in die Gleichung (10) anstatt $K_{1/S}$ und $K_{S/2}$ die Ausdrücke aus Gleichung (11) und (12), so erhalten wir:

$$\begin{aligned} f_{a+z+b} \cdot (a + z + b) &= f_a \cdot a + f_z \cdot z + f_b \cdot b + \\ &+ \frac{\Upsilon_{a+z} - (\Upsilon_a + \Upsilon_z)}{\sqrt{\Upsilon_a \cdot \Upsilon_z}} \cdot \sqrt{f_a \cdot a \cdot f_z \cdot z} + \\ &+ 2K_{1/2} \cdot \sqrt{f_a \cdot a \cdot f_b \cdot b} + \frac{\Upsilon_{z+b} - (\Upsilon_z + \Upsilon_b)}{\sqrt{\Upsilon_z \cdot \Upsilon_b}} \cdot \sqrt{f_z \cdot z \cdot f_b \cdot b}. \end{aligned}$$

Nachdem wir alle Glieder der letzten Gleichung durch D dividiert und $f_a \cdot \frac{a}{D}$, $f_z \cdot \frac{z}{D}$, $f_b \cdot \frac{b}{D}$ und $f_{a+z+b} \cdot \frac{a+z+b}{D}$ durch Υ_a, Υ_z, Υ_b und Υ_{a+z+b} bezeichnet haben, erhalten wir:

$$\Upsilon_{a+z+b} = \Upsilon_a + \Upsilon_z + \Upsilon_b + \Upsilon_{a+z} - (\Upsilon_a + \Upsilon_z) + \\ + 2K_{1/2} \cdot \sqrt{\Upsilon_a \cdot \Upsilon_b} + \Upsilon_{z+b} - (\Upsilon_z + \Upsilon_b),$$

woraus nach Vereinfachung sich ergibt:

$$K_{1/2} = \frac{1}{2} \frac{(\Upsilon_{a+z+b} + \Upsilon_z) - (\Upsilon_{a+z} + \Upsilon_{z+b})}{\sqrt{\Upsilon_a \cdot \Upsilon_b}} \tag{13}$$

Die in der Formel (13) enthaltenen Größen Υ_a, Υ_b, Υ_z, Υ_{a+z}, Υ_{z+b}, Υ_{a+z+b} können wiederum ohne Schwierigkeit nach den Kurven der Fig. 1 festgestellt werden, wenn die Längen a, b, z, $a+z$, $z+b$ und $a+z+b$ im Teilen des Durchmessers D dargestellt, bekannt sind.

Betrachten wir nun den Fall III (siehe Fig. 5).

Angenommen die Magnetfelder der Spulen 1 und 2 seien gegeneinander gerichtet, mit anderen Worten, der elektrische Strom in den Spulenwindungen 1 sei entgegengesetzt demjenigen in den Spulenwindungen 2. Wir haben also auf der Strecke z zwei Schichten von Windungen, wobei die Ströme in denselben in entgegengesetzte Richtungen fließen, so daß sich ihre magnetischen Wirkungen aufheben, was dasselbe ist, als ob auf der Strecke z überhaupt kein Strom vorhanden wäre.

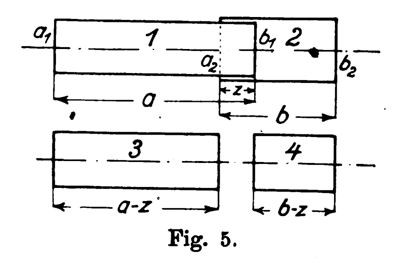


Fig. 5.

Daraus folgt, daß die zwei angegebenen Spulen 1 und 2 mit den einander entgegengesetzt gerichteten Magnetfeldern dasselbe resultierende Magnetfeld hervorrufen, wie zwei andere Spulen 3 und 4 mit einander entgegengerichteten Magnetfeldern, die sich in der Entfernung z voneinander befinden.

Indem wir dieselben Bezeichnungen einführen, wie in den vorausgegangenen Fällen, erhalten wir:

$$L_1 + L_2 - 2K_{1/2}\sqrt{L_1 \cdot L_2} = L_3 + L_4 - 2K_{3/4}\sqrt{L_3 \cdot L_4} \tag{14}$$

Der Koeffizient $K_{3/4}$ (Kopplungskoeffizient für den Fall, wo zwei Spulen voneinander in gewisser Entfernung sich befinden) ist zu bestimmen auf die uns bekannte Weise — Fall I, Formel (13).

Wir erhalten aus Formel (13), indem wir a durch $a - x$ und b durch $b - x$ ersetzen:

$$K_{3/4} = \frac{1}{2}\,\frac{(\Upsilon_{a+b-x} + \Upsilon_x) - (\Upsilon_a + \Upsilon_b)}{\sqrt{\Upsilon_{a-x} \cdot \Upsilon_{b-x}}} \tag{15}$$

Statt L_1, L_2, L_3, L_4 in die Gleichung (14) die entsprechenden Werte nach Formel (1) und statt $K_{3/4}$ den Ausdruck (15) eingesetzt, erhalten wir nach vorgenommenen Umformungen und Einführung der Bezeichnungen wie im Fall I und II:

$$\Upsilon_a + \Upsilon_b - 2K_{1/2} \cdot \sqrt{\Upsilon_a \cdot \Upsilon_b} = \Upsilon_{a-x} + \Upsilon_{b-x} - \Upsilon_{a+b-x} - \Upsilon_x + \Upsilon_a + \Upsilon_b$$

woraus:

$$K_{1/2} = \frac{1}{2}\,\frac{(\Upsilon_{a+b-x} + \Upsilon_x) - (\Upsilon_{a-x} + \Upsilon_{b-x})}{\sqrt{\Upsilon_a \cdot \Upsilon_b}} \tag{16}$$

Fall IV (Fig. 6).

Bei der Annahme, daß die Magnetfelder der beiden Spulen einander entgegengesetzt gerichtet seien, kommen wir mit Hilfe derselben Be-

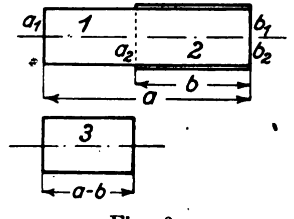


Fig. 6.

trachtungen wie im vorigen Falle zu dem Schlusse, daß die beiden angegebenen Spulen 1 und 2 denselben magnetischen Effekt hervorrufen, wie eine angenommene Spule 3, also:

$$L_1 + L_2 - 2K_{1/2} \cdot \sqrt{L_1 \cdot L_2} = L_3 \,.$$

Nach den wie früher vorgenommenen Umformungen erhalten wir:

$$K_{1/2} = \frac{1}{2} \frac{\Upsilon_a + \Upsilon_b - \Upsilon_{a-b}}{\sqrt{\Upsilon_a \cdot \Upsilon_b}} \tag{17}$$

Die Formel (17) können wir auch direkt aus dem Fall III, Formel (16) erhalten, wenn wir $z = b$ setzen (da der Fall IV sich aus Fall III ergibt, wenn z gleich b wird).

Betrachten wir endlich den Fall V (Fig. 7).

Angenommen auch hier, wie in den Fällen III und IV, daß die Magnetfelder der Spulen 1 und 2 in entgegengesetzter Richtung wirken. Nach den Betrachtungen, wie in den Fällen III und IV, kommen wir zu dem Schlusse, daß die beiden Spulen 1 und 2 mit den in ent-

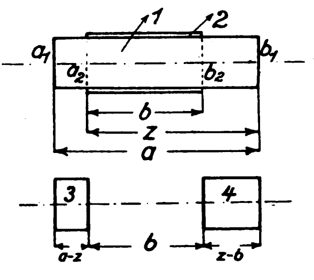


Fig. 7.

gegengesetzter Richtung wirkenden Magnetfeldern gleichwertig sind zwei anderen, angenommenen Spulen 3 und 4, deren Magnetfelder dieselbe Richtung haben. Also:

$$L_1 + L_2 - 2K_{1/2}\sqrt{L_1 \cdot L_2} = L_3 + L_4 + 2K_{3/4}\sqrt{L_3 \cdot L_4} \tag{18}$$

Der Koeffizient $K_{3/4}$ kann aus Formel (13) bestimmt werden, wenn wir, a durch $a - z$, b durch $b - z$ ersetzen. So erhalten wir:

$$K_{3/4} = \frac{1}{2} \frac{(\Upsilon_a + \Upsilon_b) - (\Upsilon_{a-z-b} + \Upsilon_z)}{\sqrt{\Upsilon_{a-z} \cdot \Upsilon_{z-b}}} \tag{19}$$

In die Gleichung (18) statt L_1 L_2, L_3 und L_4 die entsprechenden Ausdrücke aus Formel (1) und statt $K_{3/4}$ den Ausdruck (19) eingesetzt, erhalten wir nach vorgenommener Umformung und Einführung derselben Bezeichnungen wie oben:

$$\Upsilon_a + \Upsilon_b - 2K_{1/2}\sqrt{\Upsilon_a \cdot \Upsilon_b} = \Upsilon_{a-z} + \Upsilon_{z-b} + \Upsilon_a + \Upsilon_b - \Upsilon_{a-z+b} - \Upsilon_z$$

woraus:

$$K_{1/2} = \frac{1}{2} \frac{(\Upsilon_{a-z+b} + \Upsilon_z) - (\Upsilon_{a-z} + \Upsilon_{z-b})}{\sqrt{\Upsilon_a \cdot \Upsilon_b}} \tag{20}$$

Diese Formel (20) ist vollkommen identisch mit der Formel (16), in der Voraussetzung, daß $z > b$, was dem Umstand entspricht, daß der Fall V aus dem Fall III hervorgeht, wenn z größer als b wird.

Aus dem Vergleich der für die Fälle I, II, III, IV, V erhaltenen Formeln (13), (6), (16), (17) und (20) ist leicht zu ersehen, daß diese gemäß den Bezeichnungen der Fig. 2 durch eine Gemeinsame und zwar die folgende Formel ersetzt werden können:

$$K = \frac{1}{2} \frac{[\Upsilon_{a_1 b_2} + \Upsilon_{a_2 b_1}] - [\Upsilon_{a_1 a_2} + \Upsilon_{b_1 b_2}]}{\sqrt{\Upsilon_{a_1 b_1} \cdot \Upsilon_{a_2 b_2}}} \tag{21}$$

Die Indices für Υ in der letzten Formel bezeichnen die Längen der Spulen (der reellen, imaginären oder einzelner Stücke derselben, siehe Fig. 2), für welche nach den Kurven der Fig. 1 die entsprechenden Ordinaten Υ zu bestimmen sind. Diese Längen müssen durch Teile des Spulendurchmessers ausgedrückt werden.

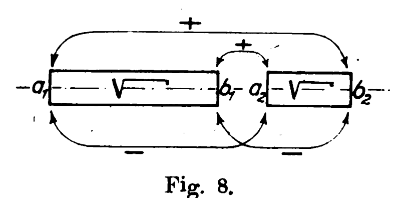


Fig. 8.

Fig. 8 stellt ein Schema dar, mittels dessen die Formel (21) leicht im Gedächtnis zu bewahren ist.

Bei der Untersuchung der Fälle I, II, III, IV und V gingen wir von der Formel (1) aus, die bekanntlich, sowohl für Spulen mit einer Windungsschicht, als auch für solche mit mehreren Windungsschichten gültig ist. Somit behält die Formel (21) Gültigkeit für Spulen mit mehreren Windungsschichten, wenn man als Durchmesser D der Spule den Durchmesser der mittleren Windungsschicht setzt und wenn wir für die Fälle III, IV und V annehmen, daß die Durchmesserunterschiede praktisch vernachlässigbar sind.

Wir haben die Formel (21) für zylindrische Solenoidspulen aufgestellt. Es ist aber leicht zu beweisen, daß sie auch für nicht solenoidale zylindrische Spulen ihre Gültigkeit behält:

Der Koeffizient der nicht solenoidalen Spulen, beginnend mit irgendeinem Wert von $\frac{l}{D}$ $\left(\text{und zwar von } \frac{l}{D} = \text{zirka } 2\right)$ wird nicht aus der Formel (2), sondern auf folgende Weise erhalten:

$$f = \lambda\left(1 - \frac{A'}{l/D}\right) \tag{22}$$

wo die Größen λ und A' nur als Funktionen des Verhältnisses der Windungssteigung zum Spulendurchmesser erscheinen.[1])

Somit wird auch die Größe $\Upsilon = f \cdot \frac{l}{D}$ für die nicht solenoidalen Spulen von Υ für solenoidale Spulen sich annähernd im Verhältnis $\lambda : 1$ unterscheiden; und weil Υ in der Formel (21) in gleicher Potenz im Zähler und Nenner vorkommt, so wird am Ende der Kopplungskoeffizient K für solenoidale und nicht solenoidale Spulen derselbe bleiben.

Daraus folgt, daß, obwohl die Kurven der Fig. 1 für die solenoidalen Spulen Gültigkeit haben, sie doch auch für die Berechnungen der Kopplungskoeffizienten für die Fälle der nicht solenoidalen Spulen anwendbar sind.

Mittels der Formel (21) kann man auch den Kopplungskoeffizienten für die Spulen mit einem rechteckigen Querschnitt berechnen. In der Tat haben wir für den Fall der Spulen mit einem rechteckigen Querschnitt, anstatt der Formel (1):

$$L = f \cdot 4\pi \cdot a \cdot b \cdot n^2 \cdot l \tag{23}$$

wo a und b die Seiten der Spulenquerschnitte bedeuten, und f denselben Koeffizienten, von dem oben die Rede war. Hier erscheint der Koeffizient f als Funktion des Verhältnisses $\frac{l}{\sqrt{a \cdot b}}$ und wird $\Bigl($beginnend von einem bestimmten Wert für $\frac{l}{\sqrt{a \cdot b}}$ und zwar von $\frac{l}{\sqrt{a \cdot b}} = 2{,}5\Bigr)$ statt durch Formel (2) durch folgende Formel ausgedrückt:

1) Die Abhängigkeit der Größen λ und A' vom Verhältnis der Windungssteigung zum Spulendurchmesser ist vom Verfasser auf Grund einer Reihe von Messungen am Moskauer Radiolaboratorium im Jahre 1921 festgestellt worden.

$$f = 1 - \frac{A}{l/\sqrt{a \cdot b}}.$$

Für die Solenoidalspulen mit rechteckigem Querschnitt bleiben also die Kurven der Fig. 1 gültig; es ist nur dabei auf der Abszissenachse statt $\frac{l}{D}$ der Wert von $\frac{l}{\sqrt{a \cdot b}}$ abzulesen. Die auf diese Weise nach der Fig. 2 für Υ erhaltenen Werte werden in die Formel (21) substituiert, und die Formel (21) behält die volle Gültigkeit auch für die sich in einer Geraden gegeneinander bewegenden Solenoidalspulen mit rechteckigem Querschnitt.

Im Falle der nicht solenoidalen Spulen mit rechteckigem Querschnitt wird der Koeffizient f durch die Formel

$$f = \lambda \left(1 - \frac{A'}{l/\sqrt{a \cdot b}}\right)$$

ausgedrückt, wo die Größen λ und A' als Funktion des Verhältnisses der Windungssteigung zur Größe $\sqrt{a \cdot b}$ erscheinen. Auf Grund ähnlicher Betrachtungen wie oben für die nicht solenoidalen zylindrischen Spulen gelangen wir zu dem Schlusse, daß die Formel (21) ihre Gültigkeit auch für nicht solenoidale Spulen von rechteckigem Querschnitt bewahrt.

In Zusammenfassung des vorstehend Gesagten stellen wir fest, daß alle Fälle der gegenseitigen Induktion für alle solenoidalen oder nicht solenoidalen Spulen, sei es von rundem oder rechteckigem Querschnitt, die sich gegeneinander in einer Geraden bewegen, durch eine einzige Formel (21) nach Schema der Fig. 8 ausgedrückt werden können.

Zahlenbeispiele:

Spule 1: $D = 5$ cm. $l = 30$ cm.
Spule 2: $D = 5$ cm. $l = 15$ cm.

Fall I:

$z = 10$ cm $$K = \tfrac{1}{2} \frac{(\Upsilon_{11} + \Upsilon_2) - (\Upsilon_8 + \Upsilon_5)}{\sqrt{\Upsilon_6 \cdot \Upsilon_3}} = 0{,}6\,\%.$$

Fall II:

$z = 0$ cm $$K = \tfrac{1}{2} \frac{\Upsilon_9 - (\Upsilon_6 + \Upsilon_3)}{\sqrt{\Upsilon_6 \cdot \Upsilon_3}} = 4{,}5\,\%.$$

Fall III:

$$z = -5 \text{ cm} \qquad K = \frac{1}{2}\,\frac{(\Upsilon_8 + \Upsilon_1) - (\Upsilon_5 + \Upsilon_2)}{\sqrt{\Upsilon_6 \cdot \Upsilon_3}} = 30{,}5\,\%.$$

Fall IV:

$$z = -15 \text{ cm} \qquad K = \frac{1}{2}\,\frac{(\Upsilon_6 + \Upsilon_3) - \Upsilon_3}{\sqrt{\Upsilon_6 \cdot \Upsilon_3}} = 73\,\%.$$

Fall V:

$$z = -22{,}5 \text{ cm} \qquad K = \frac{1}{2}\,\frac{(\Upsilon_{4,5} + \Upsilon_{4,5}) - (\Upsilon_{1,5} + \Upsilon_{1,5})}{\sqrt{\Upsilon_6 \cdot \Upsilon_3}} = 76{,}6\,\%.$$

Anleitung zum Selbstherstellen eines tragbaren Wellenmessers für kurze Wellenlängen für Amateure.

(Auszug aus einem Rundschreiben des Bureau of Standards.)

Von **H. Eales.**

In den Vereinigten Staaten von Amerika ist es den drahtlosen Amateurstationen durch Gesetz verboten, beim Senden Wellenlängen über 200 m zu verwenden; es ist deshalb dort für die Amateure der drahtlosen Telegraphie wichtig, einen Wellenmesser zur Verfügung zu haben, damit sie ihre Sendestationen so abstimmen können, um dieser Gesetzesbestimmung entsprechen zu können und es ist daher notwendig, daß der Wellenmesser Wellenlängen von 200 m zu messen gestattet. Ferner werden dort im Rundspruchdienst (broadcasting) verhältnismäßig kurze Wellenlängen z. B. von 360 und 485 m verwendet und es ist daher auch wichtig, einen Wellenmesser für diese Wellenlängen zu haben. Die Radio-Telephoniekonferenz, die in Washington im Februar 1922 tagte, empfahl außerdem für besondere Dienstbetriebe die Anwendung schmaler Wellenfrequenzbereiche, von denen manche nur einen Bereich von 10 m umfaßten. Stationen, die innerhalb solcher schmaler Wellenbänder arbeiten, müssen mit gutentworfenen Wellenmessern ausgerüstet sein, wenn sie die gesetzlichen Vorschriften erfüllen sollen. Der Entwurf eines tragbaren Wellenmessers für kurze Wellenlängen ist daher von Wichtigkeit.

Das Department of Commerce des Bureau of Standards in Washington hat nun eine Flugschrift veröffentlicht mit Angaben über die wichtigsten Punkte, die beim Entwurf eines solchen Wellenmessers für einen Frequenzbereich von 3000000 bis 530000 Perioden in der

Sekunde (entsprechend einer Wellenlänge von 100—570 m) zu beachten sind. Die Teile dieses Wellenmessers sind die üblichen: ein veränderlicher Kondensator, eine feste Selbstinduktionsspule und ein Apparat zum Anzeigen des Stromflusses.

Veränderliche Kondensatoren, bei denen andere Dielektrika als Luft verwendet werden, sind vollständig ungeeignet für den vorliegenden Zweck, desgleichen Kondensatoren, bei denen die Kapazität durch Regelung des Abstandes der Platten voneinander mittels Stellschraube geändert wird. In Betracht kommen nur Luftkondensatoren, bei denen in der üblichen Weise die Kapazität durch Änderung der Größe der einander überlappenden Teile der parallelen Platten geändert wird. Jedoch können keineswegs alle Arten von Kondensatoren dieser Bauart für vorliegenden Zweck verwendet werden; vielmehr müssen in erster Linie ziemlich schwere Platten verwendet werden, die mittels starker Bolzen und Schrauben unter Zwischenlage von Distanzscheiben von großem Durchmesser und genügender Dicke starr zusammengehalten werden, ferner müssen geeignete konische Lager verwendet werden und das drehbare System eine vollständige Drehung um 360° gestatten. Häufig werden nämlich, was sehr ungeeignet ist, zu dünne Platten und federnde Drehlager verwendet, auch zu geringe Abstände der Platten voneinander und Drehlager mit senkrechtem oder seitlichem Spiel der Drehachse in ihren Lagern; auch Bürstenkontakte, die auf dem beweglichen System schleifen, sowie Anschläge zum Feststellen des drehbaren Plattensystems, durch die häufig die Platten verbogen werden, geben zu Betriebsstörungen Anlaß, ebenso lose sitzende Skalen oder Zeiger und ungenaue Bearbeitung, die zu Kurzschlüssen des Kondensators bei gewissen Einstellagen Anlaß geben, sowie überhaupt alles, was eine Kapazitätsänderung ohne genau entsprechende Änderung der Skalenablesung und umgekehrt, bewirkt. Endlich ist es auch erforderlich, Schutzschirme anzuordnen, um jede Änderung der Kapazität infolge Annäherung der umgebenden Körper zu verhindern. Dieser Schutzschirm besteht zweckmäßig aus einem geerdeten Metallgehäuse, welches den Kondensator umgibt.

Die an die feste Selbstinduktionsspule zu stellenden Anforderungen sind folgende: 1. muß ihre Induktanz so groß sein, daß sie im Verein mit dem Kondensator den gewünschten Meßbereich ergibt, 2. muß ihr effektiver Widerstand und ihre effektive Kapazität klein sein, und 3. müssen bei ihr die Induktanz, der Widerstand und die Kapazität sämtlich konstant sein.

Zu 1. Zweckmäßig wird der für die Frequenzmessung benutzte

Skalenbereich auf einen Sektor zwischen 15 und 170° auf einer in Grade geteilten Skala, oder zwischen den 8. und den 95. Teilstrich einer in 100 Teile geteilten Skala beschränkt. Da die Kapazität bei 170° oder 95 Hundertteilen fast stets mehr als sechsmal so groß sein wird, wie die Kapazität bei 15° oder 8 Hundertteilen, wird die mit einer beliebigen Spule erhaltene Frequenz am unteren Ende dieses Bereiches nicht kleiner als etwa das zwei- und ein halbfache der Frequenz am oberen Ende bei Verwendung derselben Spule sein. Hierdurch wird es möglich, mit einer Spule den Bereich von 3000000 bis 1200000 Perioden in der Sekunde (100—250 m) und mit einer zweiten Spule den Bereich von 1330000 bis 530000 Perioden in der Sekunde (225—570 m) zu bestreichen.

Die folgende Tabelle gibt die Anzahl der für zwei einlagige Induktionsspulen erforderlichen Anzahl von Windungen an, die ungefähr die genannten Wellenbereiche decken, wobei der größte Wert der Kapazität des Kondensators gleichzeitig angegeben ist. Die Dicke des Drahtes und der Abstand zwischen den Windungen ist nicht besonders angegeben. Die Induktanz ist nämlich nahezu unabhängig von der verwendeten Drahtdicke und der Abstand der Wicklungen voneinander ergibt sich aus der Zahl der Wicklungen und der Länge der axialen Induktionsspule, die beide angegeben sind. Die angegebene Länge der Spule ist die tatsächliche axiale Länge der Wicklung, nicht die Länge des Tragkernes.

Einlagige Selbstinduktionsspule für den tragbaren Wellenmesser für kurze Wellenlängen.

Spule 1. Wellenbereich 3000000 bis 1200000 Perioden (100—250 m).

Durchmesser 10 cm (4 Zoll); Länge der Wicklung 2,5 cm (1 Zoll).

Größter Wert des Kondensators	Zahl der Windungen
0,0005 MF	16
0,0007 MF	13
0,0010 MF	11

Spule 2. Wellenbereich 1330000 bis 530000 Perioden (225—570 m).

Durchmesser 10 cm (4 Zoll); Länge der Wicklung 5 cm (2 Zoll).

Größter Wert des Kondensators	Zahl der Windungen
0,0005 MF	42
0,0007 MF	35
0,0010 MF	30



Zu 2. Ein kleiner effektiver Widerstand ist wünschenswert, um eine möglichst scharfe Resonanzwirkung zu haben; eine kleine Eigenkapazität ist erforderlich, da sonst die Gesamtkapazität des Kreises vergrößert wird. Zwar trägt diese Kapazitätsvergrößerung bei den oberen Kondensatoreinstellungen nur wenig bei, die obere Grenze des Frequenzbereiches herabzudrücken, dagegen bewirkt sie bei den unteren Kondensatoreinstellungen ein Hinaufdrücken der unteren Grenze des Meßbereichs. Schwerer wiegt noch der Nachteil, daß diese schädliche Eigenkapazität der Spulen stets Veränderungen infolge Näherung von Körpern von außen unterliegt. Da diese Kapazitätsänderungen unkontrollierbar sind, sollte man sie möglichst zu vermeiden suchen. Die Gepflogenheit, die Spulen mit Isolationsschirmen zu umgeben, ist bei Hochfrequenzkreisen unerwünscht und sollte speziell bei Wellenmesserspulen vermieden werden. Denn wenn dabei unvollkommene Isolationsmaterialien verwendet werden, wird nicht nur die effektive Kapazität, sondern auch der effektive Spulenwiderstand vergrößert.

Der Spulenkörper wird zweckmäßig aus einem hohlen, vollkommen ausgetrockneten Holzkörper gebildet, der mit einem besonders guten Firnis überzogen ist. Die Verwendung von Schellack ist unter keinen Umständen ratsam. Wenn das Holz auch nur einen sehr kleinen Feuchtigkeitsgehalt hat, wird die Genauigkeit der Wellenmesserablesungen sehr stark beeinträchtigt. Geeignet ausgewähltes Holz ist der Verwendung anderer Isolationsmaterialien, wie Glas, Preßspan oder dergl. vorzuziehen, da Glas in mechanischer Hinsicht Nachteile besitzt und Preßspan nicht fest genug ist.

Als Leitungsmaterial wird zweckmäßig Kupferdraht Nr. 24 B. & S. oder dicker genommen, mit Baumwolle doppelt umsponnen und mit Firnis in einfacher Schicht überzogen, da weitere Isolation nur den effektiven Widerstand und die Eigenkapazität erhöht, ohne sonst Vorteile zu bieten. Durch Verwendung von Litzendrahtkabeln kann der Widerstand meist noch weiter verringert werden, doch müssen die Einzeldrähte durchlaufend und voneinander gut isoliert, sowie sämtlich mit den Anschlußklemmen der Spule gut leitend verbunden sein. Durch Eintauchen des einen Endes des Litzenleiters in Quecksilber und Anlegen der einzelnen Litzendrähte am anderen Ende an Spannung kann man feststellen, ob die Leiter durchlaufen. Die Emaillelackierung wird an den Enden durch sorgfältiges Erhitzen der Enden bis auf Rotglut und Eintauchen in Alkohol entfernt. Da hierdurch die Leiter aber brüchig werden, muß sorgfältig darauf geachtet werden, daß sie nicht zerbrechen.

Eine einlagig gewickelte Spule hat im allgemeinen eine geringere wirksame Kapazität als eine mehrlagige Spule mit derselben Induktion und demselben Radius. Dieser Umstand und außerdem die größere Genauigkeit, mit der Angaben über das Wickeln von einlagigen Spulen gemacht werden können, war der Grund zur Wahl dieser Spulenart. Wichtig ist ferner, daß die Verbindungsleitungen an der Spule nach dem Kondensator nicht zu lang sind und nicht zu nahe bei einander liegen, damit zusätzliche Kapazitätswirkungen vermieden und konstante Verhältnisse geschaffen werden. Die besten Verbindungsleitungen sind derbe Metallklemmen, die mit den Enden der Drahtleitungen verlötet und in den Holzkern eingeschraubt sind. Die Lage der Spule soll so sein, daß die Ebene der Spulenwindungen senkrecht zu den Kondensatorplatten liegt, sofern der Kondensator kein Schutzschild besitzt. Hierdurch soll die Bildung von Induktions-Wirbelströmen vermieden werden. Da aber fast immer zwecks bequemer Kopplung die Spulenebene vertikal und die Kondensatorplatten horizontal angeordnet werden, so ist diese Bedingung meist von selbst erfüllt. Eine sehr wichtige Vorsichtsmaßnahme zur Erzielung von Spulen mit gleichen Eigenschaften ist aber, alle Windungen dicht aneinander zu legen und so zu befestigen, daß sie sich in ordnungsmäßigem Betrieb nicht verrücken können. Die Spulen werden durch Klemmschrauben am Wellenmessergehäuse festgeklemmt, so daß sie bequem befestigt und abgenommen werden können.

Der dritte Teil des Wellenmessers ist der Strom- bzw. Resonanzanzeiger. Wenn hierbei ein Kristalldetektor und Telephonhörer verwendet werden, so soll nur die Einpunkt-Verbindung gewählt werden; hierbei sind der Detektor und ein Telephonhörer zu einem geschlossenen Stromkreis verbunden und ein Punkt desselben ist mit einem Ende der Spule verbunden. Diese Schaltung ist genügend empfindlich und macht die Eichung des Wellenmessers ziemlich unabhängig von der Lage der Telephonschnüre, wenigstens solange sie nicht dicht über einem Teil des Wellenmessers liegen oder um sie herumgeschlungen sind. Ein empfindliches Anzeigegerät ist ein Thermogalvanometer oder ein Hochfrequenz-Milliamperemeter. Manche im Handel erhältliche Typen von Thermogalvanometern sind gewöhnlich zweckentsprechender als die gewöhnlichen Hitzdrahtinstrumente, da sie schneller auf Stromänderungen ansprechen. Das Anzeigeinstrument sollte einen vollen Skalenausschlag mit einem Strom von etwa 0,1 Amp. ergeben, es muß aber auch eine beträchtliche Überbelastung aushalten können. Im allgemeinen wird es unmittelbar in den Wellenmesserkreis geschaltet,

manchmal aber auch mit einem Nebenschluß, um den Widerstand des Kreises niedrig zu halten. Durch Einschalten des Meßinstrumentes wird Kapazität, Induktanz und Widerstand des Kreises verändert, die Eichung soll daher stets so vorgenommen werden, daß dasselbe im Betriebe zu verwendende Meßinstrument bereits eingeschaltet ist. Ein wohlfeiles und besonders dann zufriedenstellend arbeitendes Anzeigeinstrument, wenn die Leistung des Schwingungserzeugers groß genug ist, ist eine kleine Lampe, etwa eine Glimmlichtlampe, die direkt in den Wellenmesserkreis eingeschaltet wird. Um aber auch hier jede Möglichkeit einer Änderung der Eichung zu vermeiden, sollte die Lampe nicht ausgewechselt werden, wenn dies irgendwie vermieden werden kann; anderenfalls sollte sie nur gegen eine solche von identisch der gleichen Art ausgewechselt werden. Die Empfindlichkeit einer solchen Anzeigevorrichtung kann sehr gesteigert werden durch Parallelschalten einer Trockenbatteriezelle und eines Rheostaten parallel zur Lampe im Wellenmesserkreis. Durch Einstellen des Rheostaten, bis die Temperatur des Lampenfadens fast bis zum Aufleuchten gesteigert ist, ist es möglich zu erreichen, daß die Lampe schon bei viel schwächeren induzierten Strömen aufleuchtet als sonst erforderlich wären. Da aber die Gefahr vorliegt, daß Änderungen der Batterie oder des Rheostaten die Charakteristik des Kreises und damit die Eichung ändern, sollte dieses Hilfsmittel nur mit Vorsicht verwendet werden.

Der Wellenmesser kann stoßerregt werden, d. h. durch eine Quelle stark gedämpfter Wellen, die nur sehr wenig Wellen in jedem Wellenzuge haben. Der Wellenmesser kann dann verwendet werden als Quelle gedämpfter Wellen, um die Frequenz zu bestimmen, auf die ein Empfangskreis abgestimmt ist. Der in Reihe mit der Batterie liegende Summer ist an die Kondensatorklemmen geschaltet. Zum Betriebe des Summers sollen nicht mehr als 4 Volt verwendet werden. Der Summer erhöht die Kapazität des Kreises und erniedrigt daher seine Frequenz. Diese Frequenzerniedrigung wird besonders bei den unteren Kondensatoreinstellungen bemerkbar, wo sie dann bis zu mehreren Prozent wachsen kann. Durch kurze, weit voneinander verlegten Stromzuführungen zur Batterie und zum Summer kann sie verringert werden. Ist der Wellenmesser sowohl mit einem Summer als auch einem Amperemeter oder Stromquadratmesser versehen, muß das Amperemeter so in den Kreis eingeschaltet werden, daß der Strom von der Summerbatterie nicht durch das Amperemeter fließen kann, da es sonst durchbrennen kann.

Fig. 1 zeigt den Zusammenbau in einem Kasten, der natürlich

genügend stabil gebaut sein muß. Alle Teile sind an der Deckelplatte aus widerstandsfähigem und feuchtigkeitsbeständigem Isolationsmaterial befestigt, das dann auf dem Kasten festgeschraubt wird. Ein Brett aus vollkommen ausgetrockneten Hartholz, welches gründlich mit

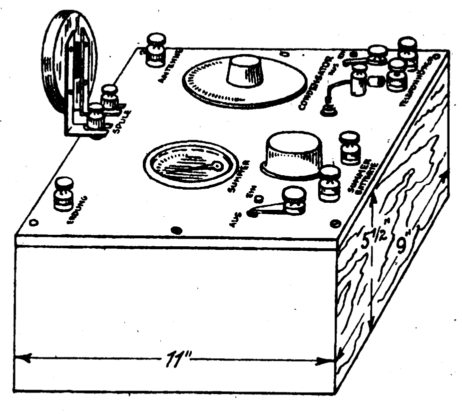


Fig. 1.

einem besonders guten Isolationsfirnis lackiert ist, ist sehr geeignet. Fig. 1 zeigt eine mögliche Verteilung der Einzelapparate. Durch geeignete Verlegung der Verbindungsdrähte soll die verteilte Kapazität gering gehalten werden. Fig. 2 gibt ein Schaltungsschema für die

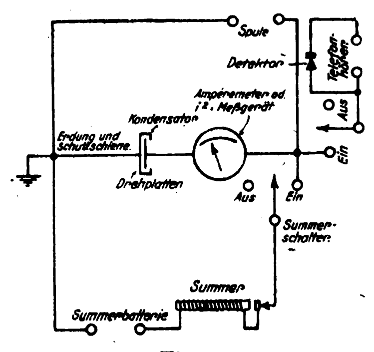


Fig. 2.

Leitungsverbindungen unterhalb der Deckelplatte. Diese Verbindungen sollten aus Kupferdraht Nr. 12 hergestellt werden, der in Rinnen fest verlegt wird. Bei Biegungsstellen soll der Draht scharf recht-

winklig umgebogen werden. Um ein tragbares Empfangsinstrument für kurze Wellen zu erhalten, werden Anschlußstellen für die Antenne und die Erdung vorgesehen.

Wünscht man den Wellenmesser abzuschirmen, so wird ein Kupfer- oder Messingblech auf der unteren Seite der Deckelplatte befestigt und Einschnitte vorgesehen, um die Stromleitungen und Befestigungselemente durchführen zu können. Mindestens 3 mm Abstand soll daselbst vorgesehen werden. Fig. 3 zeigt die Abmessungen und die Bauart der

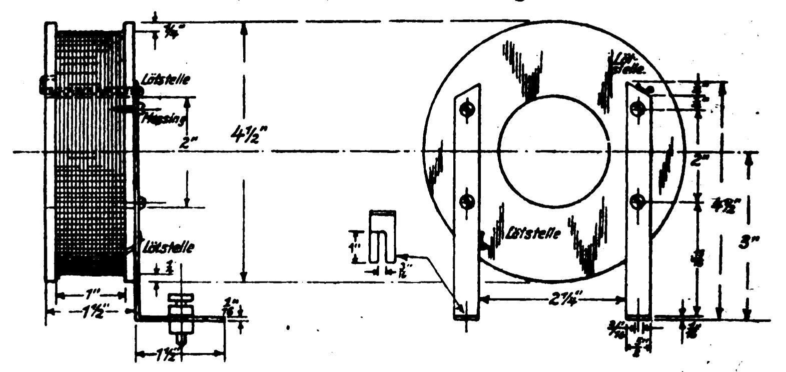


Fig. 3.

Induktionsspulen. Die Spulenkörper werden auf der Drehbank aus vollkommen ausgetrocknetem Holz gedreht. Mehrfache Lackierungen aus besonders guten Isolationsfirnis werden aufgebracht, um den Spulenkörper gegen Feuchtigkeitseinflüsse zu schützen. Die Enden des einlagig in den freien Zwischenraum zwischen den Endflanschen des Spulenkörpers eingewickelten Drahtes werden durch Löcher in dem Holzkörper hindurchgeführt und mit den Messingträgern verlötet. Die Holzschrauben, die den Spulenkörper an den Messingträgern befestigen, sollen aus Messing, nicht etwa aus Eisen bestehen. Der Kasten wird zweckmäßig mit einem Schutzdraht und Traggriffen versehen.

Nach Fertigstellen des Wellenmessers muß er geeicht werden. Dies wurde früher von dem Bureau of Standards ausgeführt. Mit Rücksicht auf die geringe Anzahl des hierfür bestimmten Personals mußten jedoch neuerdings die Eichungen auf Präzisionsinstrumente beschränkt werden, doch führen diese Arbeit auch einige Firmen und Hochschullaboratorien aus. Da ferner die Wellenlängen der Rundspruchstationen auf bestimmte Wellenlängen, z. B. 360 m eingestellt sind, so hat der Amateur zum Selbsteichen seines Wellenmessers bereits einen Eichpunkt, von dem aus er weiter arbeiten kann.

Es ist ferner möglich, aus dem beschriebenen Wellenmesser einen Dämpfungsmesser zu machen, wobei dann die Skala des veränderlichen Kondensators durch eine anders geeichte zu ersetzen ist. Für einen Wellenmesser, dessen Kondensator halbkreisförmige Platten oder einen geradlinigen Verlauf der Charakteristik besitzt und dessen Kapazität bei der Nullstellung sehr klein ist, kann man beweisen, daß die anzubringende Dekrementskala derart sein muß, daß die Teilstriche entsprechend dem Logarithmus des Einstellwinkels angeordnet sind. Eine solche Skala für Kondensatoren mit halbkreisförmigen Platten ist in Fig. 4 dargestellt.

Diese Skala kann der Amateur abpausen und entsprechend den Abmessungen seiner Kondensatorskala zurichten. Sie kann sowohl fest

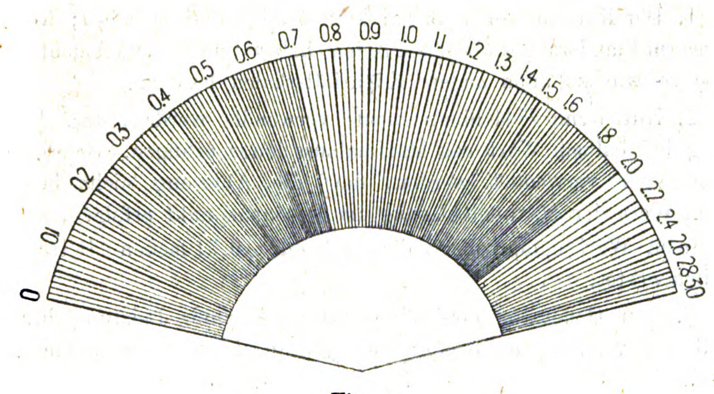


Fig. 4.

angeordnet werden mit einem darüber spielenden Zeiger, sie kann aber auch an der Achse befestigt werden und unter einem feststehenden Zeiger sich drehen. Bei der der Maximalkapazität entsprechenden Einstellung muß dann der Nullpunkt der Skala liegen. Da die Skalen der meisten Drehkondensatoren entgegen der Uhrzeigerrichtung wachsen, wird bei diesen die Dekrementskala in den für gewöhnlich nicht benutzten Quadranten der Kapazitätsskala verlegt. Zwecks Dämpfungsmessung wird zunächst an dem i^2-Anzeigeinstrument der Strom im Resonanzpunkt abgelesen und dann an der Dekrementskala der Wert auf einer Seite der Resonanzstelle, wo der Wert i^2 nur den halben Betrag des Resonanzwertes besitzt, abgelesen. Die Skala ist so eingeteilt, daß die Differenz zwischen diesen beiden Ablesungen gleich $\delta' + \delta$ ist, d. h. gleich dem Dekrement des Senderkreises plus dem Dekrement des

Wellenmessers selbst. Es ist dann noch erforderlich, von diesen Werten die eigene Dämpfung des Wellenmessers abzuziehen. Die eigene Dämpfung des Wellenmessers wird folgendermaßen bestimmt: Der Wellenmesser wird mit einer Quelle nicht modulierter kontinuierlicher Wellen gekoppelt und abgestimmt. Die Summe $\delta' + \delta$ wird, wie soeben beschrieben, gemessen. Da die Wellen kontinuierlich sind, ist das Dekrement δ der Wellen Null und das erhaltene Resultat ist δ', das Dekrement des Wellenmessers allein. Aus Ablesungen des Wellenmesserdekrements an verschiedenen Punkten der Skala kann man die Eichkurve für das Dekrement in bezug auf die Kondensatoreinstellung erhalten.

Zu beachten ist noch folgendes:

1. Der Kondensator muß halbkreisförmige Platten haben; Kondensatoren mit anders gestalteten Platten haben andere Dekrementskalen, genau so wie sie auch andere Kapazitätsskalen besitzen.

2. Nur wenn i^2-Meßinstrumente verwendet werden, darf die Ablesung bei halbem Wert des Maximalausschlags erfolgen. Sofern Milliamperemeter verwendet werden, darf die Ablesung nicht bei dem halben Wert der Maximalablesung im Resonanzpunkt erfolgen, sondern bei einem Wert entsprechend dem $\sqrt{2}$ oder 0,71 fachen Betrag des Maximalwertes.

3. Der Generator muß eine genügend große Leistung besitzen, damit die verwendeten Kopplungen genügend lose sein können, um jede in Betracht kommende Rückwirkung des Wellenmessers auf den Generator zu verhindern.

4. Weder am Generator noch an den Kopplungen mit dem Wellenmesser darf während der Messung irgendetwas verändert werden.

Referate.

P. Brenot, Über die Organisation moderner radio-elektrischer Systeme. In der Zeitschrift Radio-Electricité Nr. 8 vom August 1922.

In der Hochschule für Elektrotechnik in Paris hielt im Jahre 1922 M. P. Brenot Vorlesungen über Radiotelegraphie, denen wir folgende bemerkenswerte Einzelheiten entnehmen:

Die Fortschritte, welche die drahtlose Telegraphie in der letzten Zeit gemacht hat, und welche ihre Überlegenheit über die Telegraphie mit Draht besonders hervortreten lassen, beruhen auf einigen neuen Erfindungen, wie z. B. der der Röhren mit drei Elektroden oder der Umformer mit hoher Frequenz. Ihren Anstoß erhielten diese Verbesserungen vor allem durch sehr genaue theoretische und praktische Studien, welche namentlich durch Verkehrserfordernisse hervorgerufen wurden.

Es ist noch nicht so lange her, daß eine drahtlose Station ein äußerst komplizierter Apparat war, der nur von besonders geschulten Ingenieuren bedient werden konnte. Heutzutage macht eine drahtlose Station auf den Beschauer kaum einen anderen Eindruck als den einer gewöhnlichen elektrischen Kraftstation und verursacht auch nicht mehr Geräusch als diese. Noch vor 10 Jahren machte die Errichtung einer Station von mehreren 100 Pferdekräften die größten Schwierigkeiten. Von einer kaufmännischen Rentabilität konnte zudem in keiner Weise die Rede sein. Heute dagegen kann man Antennen mit einer nutzbaren Kraft von mehr als 1500 kW und mit Umformern von hoher Frequenz Einheiten von 500 kW mit einem Wirkungsgrad von 80 $^0/_0$ herstellen. Diese Einheiten werden elektrisch gekoppelt und zwar derart, daß der Kraftverbrauch nach Belieben zwischen 500 und 1000 kW gehalten werden kann, wenn man über zwei Einheiten verfügt.

Da man den Wirkungsgrad der Antennen neuerdings erheblich zu steigern gelernt hat, insbesondere durch Anwendung von mehrfachen, ins Gleichgewicht gebrachten Erdungen, und von Gegengewichten, durch welche die Verluste infolge von Erdschluß erheblich vermindert werden, wird die Nutzleistung sehr erhöht. Dies führt dazu, die Antennen weiter auszubauen, um unzulässige Spannungen zu vermeiden.

Während vor dem Kriege eine Station mit 6 oder 8 Masten von

100 bis 150 m Höhe und eine Nutzleistung von 100 kW als etwas ganz Außerordentliches betrachtet wurde, gibt es heute eine Station mit 8 Masten von je 250 m Höhe und einer Antennenleistung von 400 bis 500 kW. Diese Station befindet sich in der Nähe von Bordeaux und ist die größte der Welt (vgl. unten, d. Ref.). Noch größer wird die im Bau befindliche Station in der Nähe von Paris (Sainte-Assise) sein. Die Bordelaiser Station hat eine Reichweite von 7000 km. Auch nach tropischen Ländern, genauer gesagt über die tropischen Gegenden hinweg, wo früher klimatische Einflüsse sich sehr störend bemerkbar machten, kann man heute drahtlos telegraphieren, z. B. von Bordeaux nach Buenos Aires, d. i. auf eine Entfernung von 11 000 km.

Die größten Stationen der Welt sind heute die folgenden:

Paris (Sainte-Assise)[1]	240000	Meter-Ampere,
Nauen	160000	„ „
Saigon (Hinterindien)	120000	„ „
Bordeaux[2])	80000	„ „
Carnarvon (Wales) .	30000	„ „.

Die in Vergrößerung begriffene Station von

Long-Island (New-York) wird 154000 Meter-Ampere und die von Buenos Aires „ 115000 „ „ haben.

Wenn man die nötigen Vorkehrungen trifft, damit die riesigen Antennen dieser Stationen keine zu großen Zeitkonstanten aufweisen, können die modernen Stationen 6 oder 7 mal so schnell arbeiten, wie die Unterseekabel. Ein Antennennetz kann bei Anwendung der erwähnten Umformer mit hoher Frequenz zwei Telegramme zu gleicher Zeit befördern. Eine moderne drahtlose Station, mit drei Maschinen ausgerüstet, kann 300 Worte in der Minute, d. h. etwa 15 mal so viel wie ein Unterseekabel befördern.

Die Herstellungskosten betragen nicht mehr als ein Viertel derjenigen eines einzelnen Unterseekabel. Ein großer Vorzug der drahtlosen Telegraphie besteht darin, daß die Reichweite nicht auf ganz bestimmte Empfänger beschränkt bleibt, sondern daß man beliebig nach allen Seiten arbeiten kann, daß man also gewissermaßen ein bewegliches und umformbares Kabelnetz vor sich hat. Was die

1) Anmerkung des Referenten: Im Bau!

2) Steht im Widerspruch zu der oben gemachten Angabe, wonach die Bordelaiser Station die größte oder zweitgrößte der Welt sein soll.

Möglichkeit, eine unbegrenzte Anzahl von Empfängern zu erreichen, für Propagandazwecke zu bedeuten hat, liegt auf der Hand.

Da die Errichtung von drahtlosen Stationen eine sehr kostspielige Sache ist, kann sich natürlich nicht jedes Land eine solche leisten. Internationale Zusammenschlüsse oder zum mindesten Anschluß kleinerer Netze, namentlich solcher Staaten, die zwar eine Seeküste, aber keine Seemacht haben, an die Netze der großen Seemächte sind deshalb eine Notwendigkeit.

Ein weiterer großer Vorteil der drahtlosen Zentralstationen gegenüber den gewöhnlichen besteht darin, daß zu gleicher Zeit mehrere Telegramme abgegeben werden können, d. h. daß nicht ein Telegramm-Auflieferer auf den anderen zu warten braucht, daß namentlich die Überlastung und Verzögerung des telegraphischen Verkehrs zu bestimmten Tagesstunden etwa denen der Eröffnung der Börsen und großen Märkte, vermieden wird.

Das Emissionssystem muß elastisch sein, d. h. es muß erlauben, nach Belieben viel oder wenig Kraft in Tätigkeit zu stellen, ohne daß eine starke Vermehrung des immobilen Kapitals nötig wäre; das heißt: die Reserveapparate müssen im Notfalle von ihrer mitunter wenigstens teilweise brachliegenden Kraft den übermäßig in Anspruch genommenen Apparaten abgeben.

Fast alle großen Gesellschaften für drahtlose Telegraphie haben das System der Umformer mit hoher Frequenz für den Überseedienst angenommen. So Deutschland, Frankreich und Amerika. In England dagegen gibt man dem System der Röhren den Vorzug; jedoch hat sich dieses in der Praxis noch nicht recht bewährt, da es zu kostspielig und zu kompliziert ist. In Frankreich hat man zwar ganz gute Röhren mit einer Einheitsenergie von 5—6 kW. Doch zieht man nichtsdestoweniger bei Energiemengen von mehr als 10 kW Umformer von hoher Frequenz vor. Es gibt neue Systeme von Frequenz-Verdreifachern und -Verfünffachern; diese sind von M. Latour ausgearbeitet worden und beruhen auf der Anwendung von magnetischen Kreisen, die durch einen Blechkern von Nickellegierung gebildet werden. Dieselben haben einen Nutzeffekt von 90 % und ermöglichen die Erreichung von ebenso hohen Frequenzen wie bei dem Röhrensystem.

Erwähnt sei endlich, daß die großen transatlantischen und transkontinentalen Gesellschaften die bisher üblichen Lichtbogensysteme gänzlich aufgegeben haben, obwohl sie dahingehörige Patente besaßen und auf mannigfache Erfahrung in ihrer Anwendung zurückblicken konnten.

Ein Antennennetz ist für eine Radiostation von 100000 Meter-Ampere am vorteilhaftesten. Dabei sind Türme von 170 m, ein Turm von 100 m und ein Turm von 50 m vorgesehen. Robert Jaeger.

Erich Marx, 1. Charakteristik und Theorie der Lautverstärkung in Entladungsröhren mit höherem Gasdruck. Ann. d. Physik, Bd. 67, Nr. 2, S. 77. — 2. Experimentaluntersuchung über die Glimmlichtverstärkerröhre. Ann. d. Phys., Bd. 70, Nr. 4, S. 257.

1. In 2 über ein halbes Jahr auseinanderliegenden Aufsätzen behandelt E. Marx die Theorie und Wirkungsweise einer Lautverstärkeranordnung, welche an Stelle der Glühkathoden-Hochvakuumröhre eine Röhre mit Alkalikathode und Edelgasfüllung benutzt. Der Hauptvorteil solcher Verstärker liegt in der Vermeidung schwerer auf Strom beanspruchter Heizbatterien. Die Röhre hat 5 Elektroden (Fig. 1).

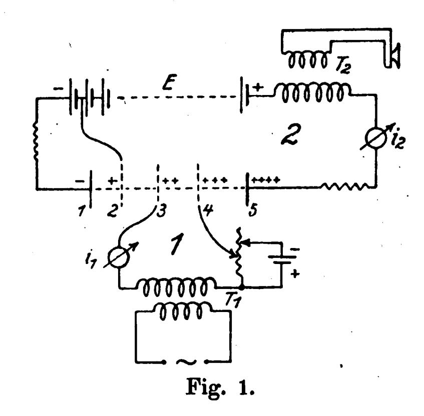


Fig. 1.

Kaliumkathode 1 und Netz oder Diaphragma 2 dienen zur Kathodenstrahlerzeugung. 2 ist gleichzeitig Kathode zu Anode 5. Zwischen 2 und 5 liegen 2 Netzelektroden 3 und 4 als „Steuerelektroden“, an welche mit Hilfe eines Potentiometers eine äußere Gleichspannung und über den Eingangstransformator T_1 die zu verstärkende Wechselspannung angelegt werden kann. Die äußere Gleichspannung ist dem Potentialgefälle in der Gasstrecke entgegengerichtet. Die Elektroden 2 und 5 sind über die Anodenbatterie E und den Ausgangstransformator T_2 zum Stromkreis 2 geschlossen.

Das Problem der theoretischen Behandlung bildet die quantitative Berechnung der Abhängigkeit der Verstärkung des zugeführten Wechsel-

stromes von der Klemmenspannung an den Steuerelektroden bei konstanter Anodenspannung auf Grund der empirisch gefundenen Röhrencharakteristik, welche die Abhängigkeit des Anodenstromes i_2 von der Klemmenspannung y der Steuerelektroden angibt. Fig. 2 gibt die Abhängigkeit der Klemmenspannung y von der Zusatzspannung am Potentiometer; Fig. 3 die Abhängigkeit des Anodenstromes i_2 von der

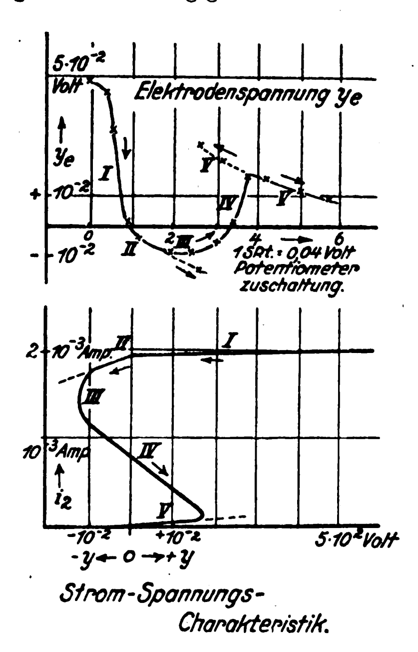


Fig. 2. u. 3.

Klemmenspannung y. Der Verlauf der beiden Charakteristiken wird auf der Grundlage der Ionenbewegung in der Entladungsröhre eingehend erläutert. Die gestrichelten Verlängerungen von Ast II und V sind labile Zustände, welche nur beim Fortschreiten von diesen Ästen aus, nicht aber von Ast IV aus erreicht werden können. Auf Ast IV ist die Charakteristik eine fallende, d. h. die Leitfähigkeit der Gasstrecke $\varkappa = \frac{d\, i_2}{d\, y}$ (Fig. 3) ist negativ. Nach Fig. 2 gehört zu jeder Potentiometereinstellung ein einziger stabiler Wert der Klemmenspannung; nach Fig. 3 zu einer bestimmten Klemmenspannung bis zu 3 Anodenstromwerte, je nach dem zugehörigen Potentiometerwerte. Es wird dann die Differentialgleichung für den Steuerkreis aufgestellt.

Die gesamte Klemmenspannung y_c an den Steuerelektroden setzt sich zusammen aus der Spannung y, welche von dem eingeführten Wechselstrom herrührt, der Spannung y_e, welche aus der Potentiometerspannung und dem Anodenpotentialgefälle resultiert, und aus der Zündspannung y_q. Diese kann durch einen plötzlichen Induktionsstoß entstehen, welcher den beiden Elektroden mit der Kapazität C Ladungen erteilt, die sich über den Steuerkreis ausgleichen. Die gesamte Klemmenspannung ist also

$$y_c = y + y_e + y_q \tag{1}$$

Die Gleichung für y_c als Funktion der Röhren- und Kreiskonstanten gibt folgendes Bild für den Verlauf der Klemmenspannung. Für den fallenden Ast der Charakteristik (IV) enthält in der Gleichung für y_c eines der Glieder eine Exponentialfunktion mit positivem Exponenten (negativer Dämpfung), so daß dieses Glied nach sehr kurzer Zeit alle übrigen weit überwiegt. Dies bedeutet eine Selbstaufladung der Elektroden. In diesem Glied

$$\left[y_q - (\overline{y}_0 - y_e)\frac{\varkappa_+}{\varkappa_-}\right] \cdot e^{\frac{-(\varkappa_-)}{C} \cdot t} \tag{2}$$

bedeutet $\overline{y_0}$ den aus der Charakteristik zu entnehmenden Wert der Klemmenspannung an der Begrenzung der fallenden Charakteristik (Ast IV), wobei $\overline{y_0}$ positiv an der Grenze IV, V und negativ an der Grenze IV, III ist,

$\varkappa_+$ die positive Leitfähigkeit der Gasstrecke im Falle steigender Charakteristik,

$\varkappa_-$ die negative Leitfähigkeit bei fallender Charakteristik.

Ist also das Potentiometer für einen Punkt der fallenden Charakteristik (IV) eingestellt, so würde selbst bei sehr kleinem Wert der Klammer in obigem Ausdruck y_c sehr rasch ansteigen bis der Wert $\overline{y_0}$ erreicht ist, d. h. die Charakteristik in die steigende umspringt. Damit wird aber die Dämpfung wieder positiv, die vorher angenommene Ladung klingt auf Ast II oder V allmählich ab bis der Wert y_e erreicht ist. Dieser ist aber auf Ast II oder V nicht stabil, da zu der festen Potentiometereinstellung der Wert auf Ast IV gehört. Der Strom i_2 springt also auf den zugehörigen Wert von Ast IV und erzeugt dadurch eine neue Zündspannung y_q. Der Verlauf auf Ast IV erfolgt so schnell, daß er nur einen geringen Bruchteil der Schwingungsdauer des eingeführten Wechselstromes darstellt, während der weitere Ablauf auf Ast II oder V sich meist über mehrere

Perioden desselben erstreckt. Der Strom- und Spannungsverlauf ist für einen bestimmten Fall in Fig. 4 dargestellt. Die Schwingung besteht demnach aus einer Anzahl Amplituden, deren Größe bestimmt wird durch die Konstante $\varkappa$ auf dem steigenden (normalen) Ast der Charakteristik und einer Anzahl von „Extraamplituden", deren Intensität durch die Stromstärke am Stabilitätspunkt (Ast IV) der Zusatz-

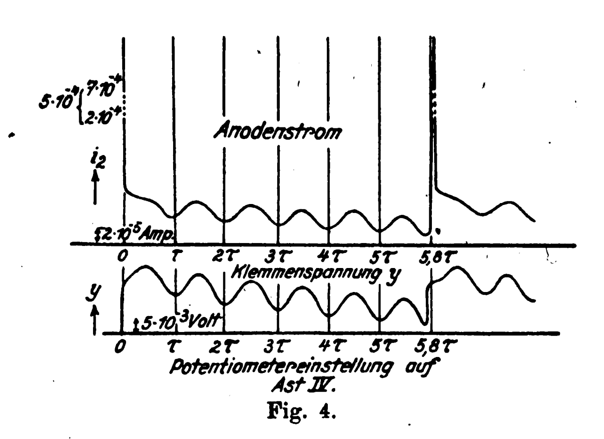


Fig. 4.

spannung y_e gegeben ist. Die Zahl ν der auf dem normalen Ast liegenden Perioden muß $\geqq 1$ sein, wenn der verstärkte Strom annähernd dieselbe Frequenz haben soll wie der zu verstärkende Ton.

Als Verstärkungsgrad N wird nun das Verhältnis des arithmetischen Mittels der maximalen Amplituden mit Verstärker zu dem ohne Verstärker definiert. N wird als Funktion der Klemmenspannung y dargestellt und der allgemeine Verlauf der Funktion diskutiert. Eine numerische Berechnung ist für bestimmte Versuchsbedingungen durchgeführt und die Abhängigkeit der Verstärkung N von y in Fig. 5 dargestellt. Mit Zündung treten wesentlich höhere Verstärkungen auf als ohne Zündung, da hier die Extraamplituden wegfallen. Äußerste Verstärkung von Tonzeichen wird erreicht, wenn die Zahl der Normalamplituden $\nu < 1$ ist. Dann ist aber die Frequenz des Anodenstromes nicht mehr Funktion des zu verstärkenden Tones. Dieser Fall des „Selbsttönens" ist für Sprachverstärkung selbstverständlich unbrauchbar.

2. Die zweite Mitteilung gibt nach einer Zusammenfassung der obigen theoretischen Resultate zuerst kurze Ausführungsangaben über die Röhren und bringt dann Einzelheiten über die Versuchsergebnisse mit Alkalielektrodenröhren. Der Verstärkungsgrad wird aus Ver-

gleichsmessungen der Tonstärke mit und ohne Verstärker mittels Klingel- oder Summererregung bestimmt. Die Leistungsverstärkung einer einzelnen Röhre geht in den Extremwerten bis zu 70. Ob bei diesen Spitzenwerten die Sprache noch einwandfrei übertragen wird, wird allerdings nicht mitgeteilt. Die gute Übereinstimmung zwischen den berechneten und beobachteten Werten der Lautverstärkung ab-

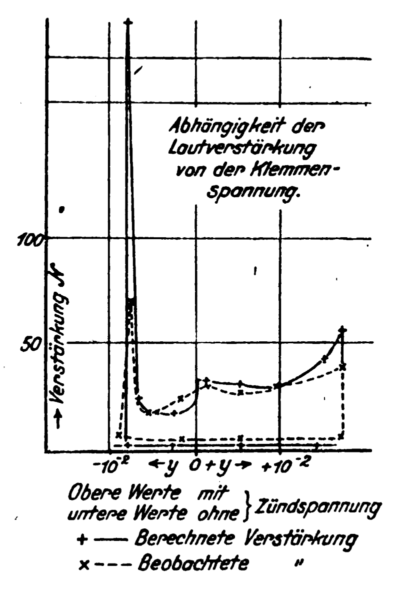


Fig. 5.

hängig von der Klemmenspannung zeigt Fig. 5. Dabei ist allerdings ein Korrekturfaktor 1,8 angenommen.

Bei Dauerbelastung geht der anfängliche Verstärkungsgrad der Röhre nach einigen Betriebsstunden infolge Kathodenzerstäubung zurück. Eine Regeneration ist durch starke Erhitzung der Röhre im Bereich der Steuerelektroden möglich. Zusatz von Wasserstoff hat ähnlichen Erfolg. Um das Verdampfen des Kaliums herunterzusetzen, wurden Versuche mit einer Pb—K-Elektrode gemacht, mit welcher sich bei He—H_2-Füllung von etwa 2 mm Druck die Verstärkung für einige Minuten bis auf 80 steigern ließ. Mit Argon und Neon als Röhrenfüllung wurden keine günstigen Resultate erzielt.

Wilhelm Fischer.

G. du Prel, Über Verstärkung von photoelektrischen und Ionisationsströmen mittels der Elektronenröhre. Annalen d. Physik, Bd. 70, Nr. 3, S. 199, 1923.

Der Verfasser baut auf den Untersuchungen von H. Rosenberg[1]) auf, dem mit einer einzelnen Verstärkerröhre bei schwächsten Gleichströmen einer photoelektrischen Zelle bis zu 600000fache Verstärkung gelang; bis zu 100000facher Verstärkung war Proportionalität zwischen Lichtintensität und verstärktem Strom in einem Intensitätsintervall 1 : 20 vorhanden. Die vorliegende Untersuchung gilt dem Nachweis, daß bei geeigneter Wahl der Versuchsbedingungen noch wesentlich höhere Verstärkungsgrade erreicht werden können. Als erste Bedingung eines guten Wirkungsgrades wird eine Röhre gefordert, welche

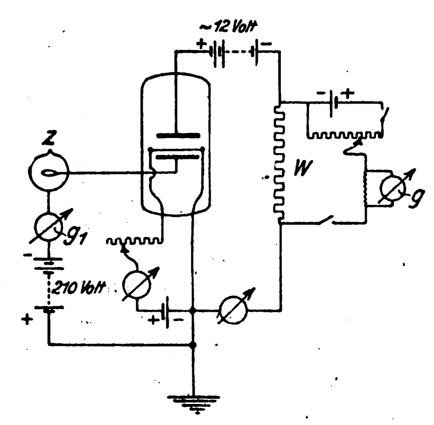


Fig. 1. Verstärkerschaltung.

im negativen Teil der Charakteristik nicht den geringsten Gitterstrom zeigt, d. h. äußerstes Vakuum besitzt. Röhren mit Ionen-Gitterströmen der Größenordnung 10^{-9} Amp. werden verworfen. Als brauchbarste Röhrentype wurde die „Plattenlampe"[2]) gefunden, wie sie während des Krieges im Würzburger physikalischen Institut nach Angaben von H. Seemann hergestellt wurde. Um den bei größeren negativen Gitterpotentialen noch vorhandenen Kriechstrom zwischen Gitter und Kathode herabzudrücken wurde der aufgekittete Sockel entfernt und die Elektrodeneinschmelzhöhlung sorgfältig mit Paraffin ausgegossen.

Die Schaltanordnung zeigt Fig. 1. *Z* ist die photoelektrische

1) H. Rosenberg, Die Naturwissenschaften 9, S. 359 u. 389, 1921.
2) E. Rüchardt, Jahrb. d. drahtl. Tel. u. Teleph. 15, S. 27, 1920.

Zelle; G_1 ein hochempfindliches Spiegelgalvanometer. An den Widerstand W des Anodenkreises ist ein Kompensationskreis mit Drehspulen-Galvanometer angeschlossen, welcher bei unbeleuchteter Photozelle auf Stromlosigkeit eingestellt ist. Außerordentlich wichtig ist der Schutz der ganzen Anordnung vor äußeren elektrischen Einflüssen. Es wurde daher ein großer vollkommen dichter Blechkasten gebaut, in welchem sich der Beobachter mit der ganzen Anordnung samt allen dazu nötigen Stromquellen befand. Mit all diesen Vorsichtsmaßregeln läßt sich das Proportionalitätsintervall zwischen Photo- und Verstärkerstrom bei einer auf 800 000 gesteigerten Verstärkung erweitern auf 1 : 30, bei voller Ausnutzung der Instrumentenempfindlichkeit sogar auf 1 : 200. In diesem Bereich liegen die Abweichungen von der Proportionalität unter 2 %.

Zur weiteren Steigerung des Wirkungsgrades wird versucht den immer noch nachweisbaren geringen Kriechstrom zwischen Gitter und Kathode zu beseitigen, der als eine Folge der Leitfähigkeitszunahme des Glases bei Erwärmung durch den Glühfaden nachgewiesen wird. Zu diesem Zweck wird die Einschmelzstelle der Elektroden von außen gekühlt. Bei einer Außentemperatur von — 79° C steigt dadurch die Verstärkungszahl auf 15,5 Millionen, eine Leistung, welche es bei höchster Empfindlichkeit der verwendeten Photozelle ermöglichen würde, das Licht einer Hefnerkerze in etwa 10 km Abstand von der Zelle noch galvanometrisch nachzuweisen. Diese Lichtstärke liegt nah an der Empfindlichkeitsgrenze des Auges. Ähnliche Steigerung ließe sich durch räumliche Trennung der Gitterzuführung von den übrigen Elektroden-Einschmelzstellen erreichen.

Dieselbe Anordnung wurde auch zur Verstärkung von Ionisationsströmen mit einem Verstärkungsgrad von 900 000 erprobt.

Wilhelm Fischer.

Erich Marx und **August Karolus**, Messung der Kapazität dünndrähtiger Spulen von hoher Windungszahl und die Abhängigkeit des Faktors der Thomsonschen Gleichung von der Größe der Zusatzkapazität. (Physikal. Zeitschr. XXIV. **3**, S. 67, 1923.)

Bei Spulen sehr hoher Windungszahlen mit großem Ohmschen Widerstand versagen die gebräuchlichen Methoden zur Kapazitätsbestimmung. Für Resonanzverfahren gilt nicht mehr die Thomsonsche Gleichung in der Form

$$\tau = 2\pi \sqrt{LC}$$

da die Kapazität nicht diskret, sondern kontinuierlich verteilt ist. Beim Einzeldraht tritt an die Stelle von 2π der Faktor 4; für Spulen ist er theoretisch nicht angebbar und liegt zwischen 4 und 2π. Die Thomsonsche Gleichung wird jedoch angenähert gültig bleiben, wenn parallel zur Spule mit der Eigenkapazität y die beträchtlich größere Kapazität C gelegt wird, so daß

$$\tau = 2\pi\sqrt{L(C+y)}$$

Wiederholt man die Messung von τ mit immer kleinerer Zusatzkapazität C_i, so wird der Faktor vor der Wurzel sich immer mehr von 2π nach kleineren Werten entfernen. Aus dem Gang dieses Faktors läßt sich die Berechtigung entnehmen, daß die Anfangszusatzkapazität groß genug gewählt war.

τ wird durch Aufnahme der Spannungsresonanzkurve der Spule bestimmt. Die Erregung der Primärspule, mit welcher das Meßobjekt extrem lose gekoppelt ist, geschieht durch Röhrensummer, dessen Frequenz akustisch gemessen wird. Zur Spannungsmessung dient hochempfindliche Röhrenvoltmeteranordnung oder Kristalldetektor mit Spiegelgalvanometer. Die Selbstinduktion wird aus einer Spannungsmessung mit bekannter Maschinenfrequenz bestimmt. Bei einer Spule von 70000 Windungen Kupferdraht von 0,07 mm Durchmesser mit einem Widerstand von 29000 Ω mit unterteiltem Eisenkern von 8 mm Durchmesser war $L = 245$ Henry. Mit einer Zusatzkapazität von 900 cm wurde die Eigenkapazität bestimmt zu $y = 17{,}2 \cdot 10^{-11}$ F. Derselbe Wert wird auch noch bei einer Zusatzkapazität von 73 cm erhalten, während bei kleineren C_i ein kleinerer Faktor als 2π vor der Wurzel anzunehmen ist. Bei $C_i = 0$ wird der Faktor $0{,}94 \cdot (2\pi)$.

Wilhelm Fischer.

Clemens Schaefer und **Josef Merzkirch**, Experimentelle Untersuchungen über die Beugung ungedämpfter elektrischer Wellen an dielektrischen Zylindern und über die Eigenschwingungen dielektrischer Zylinder. Zeitschrift für Physik Bd. XIII, Heft 3, S. 166, Jan. 1923.

1. Theoretischer Teil. Es wird zunächst ein kurzer Abriß der theoretischen Resultate gegeben, wie sie bereits aus älteren Arbeiten[1]) bekannt sind. Das Problem wird in Zylinderkoordinaten r, φ, z und als ebenes unabhängig von z behandelt, wobei zwei Fälle unterschieden

1) Literaturzusammenstellung bei Cl. Schaefer, Sitzungsbericht d. Kgl. Preuß. Akad. d. Wiss. 1909, S. 326 ff.

werden: elektrischer Vektor 1. parallel, 2. senkrecht zur Zylinderachse. Die elektrische Kraft $\overline{\mathfrak{E}}_1$ außerhalb des Zylinders ist für Fall 1 und 2 unter der Annahme einer Wellenlänge $\lambda = 22$ cm, eines Wasserzylinders mit der Dielektrizitätskonstante $\varepsilon = 81$, bezogen auf einen Aufpunkt $\varphi = \pi$, d. h. hinter dem Zylinder, im Abstand $r = 10$ cm berechnet und der zeitliche Mittelwert $\overline{\mathfrak{E}}_1^2$ als Funktion von ϱ/λ (ϱ = Zylinderradius) graphisch dargestellt (vgl. Fig. 1 für Fall 1). Außerdem sind die ersten Glieder der doppelt unendlichen Reihe der Eigenschwingungen $\nu_m^{(s)}$ des Zylinders für beide Fälle berechnet (in Fig. 1 durch senk-

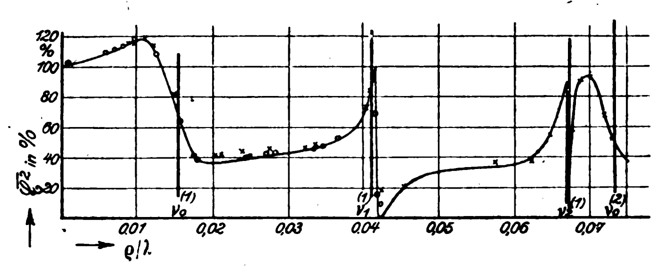


Fig. 1. Quadrat der elektrischen Feldstärke abhängig vom Verhältnis des Zylinderradius ϱ zur Wellenlänge λ.

rechte Striche bezeichnet). Der Zusammenhang zwischen den in den Kurven auftretenden Maximis und Minimis und den Eigenschwingungen des Zylinders ist daraus klar ersichtlich.

Bei einem Festwert r ist für verschiedene Winkel φ der Wert von $\overline{\mathfrak{E}}_1^2$ für einige Werte von ϱ/λ bestimmt und in Polarkoordinaten aufgetragen; von den Darstellungen sind zwei in Fig. 2 wiedergegeben (ausgezogene Kurven).

2. Experimenteller Teil. Als Erreger für Wellen zwischen 20 und 80 cm Länge diente nach Angabe von Barkhausen und Kurz[1]) eine „Schottröhre" Type N, an welche positive Gitterspannung und negative Anodenspannung angelegt wird. Anodenbatteriepluspunkt und Gitterbatterieminuspunkt, sowie Heizwiderstand liegen am Heizbatteriepluspunkt, der Heizfaden an deren Minuspunkt. Von der Gitter- und Anodenzuführung geht je ein gerades Kupferdrahtstück — gleich ein Viertel der Wellenlänge — als Antenne aus. Je nach Gitter- und Anodenspannung ließen sich mit diesen Röhren Wellen zwischen 180 und 34 cm erzeugen. (Z. B. $E_g = +340$ Volt, $J_g = 0{,}093$ Amp., $J_h = 1{,}105$ Amp., $E_a = -145$ Volt, $\lambda = 34$ cm.) Bei

1) Barkhausen und Kurz, Phys. Zeitschr. 21, S. 1, 1920.

Verringerung der Gitterspannung tritt mehrmals sprunghafte Vergrößerung der Wellenlänge ein. Der Abstand zwischen diesem Sender und dem Zylinder betrug 3,50 m.

Als Empfänger diente ein symmetrisch gebauter Bleiglanzdetektor, an welchen ebenfalls gerade Drahtstücke als Antennen und ein Drehspulengalvanometer mit der Empfindlichkeit 2×10^{-10} Amp/Skt. angeschlossen waren, dessen Ausschläge proportional $\overline{\mathfrak{E}}^2$ waren. Die untersuchten dielektrischen Zylinder waren dünnwandige mit destilliertem

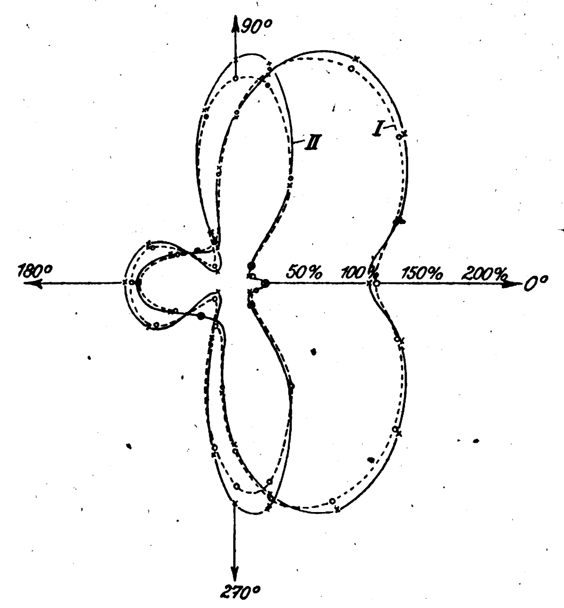


Fig. 2. Radiale Feldverteilung um einen Zylinder.[1]
I. $\varrho/\lambda = 0{,}01364$. II. $\varrho/\lambda = 0{,}0412$.

Wasser gefüllte Glasröhren von verschiedenem Durchmesser und mindestens 1,50 m Länge, so daß sie mit genügender Genauigkeit als ∞ lang gegenüber λ betrachtet werden konnten.

Zur Untersuchung der Eigenschwingungen der Wasserzylinder wurden im Fall 1 Zylinderachse, Sende- und Empfangsantenne in einer Ebene aufgestellt und die Ausschläge im Galvanometer bei verschiedenem Zylinderdurchmesser beobachtet. Um die oben für $\lambda = 22$ cm

---

1) In der Figur ist versehentlich das Polarkoordinatennetz ($r = \mathfrak{E}_1^2$ in %) nicht eingetragen.

berechnete Kurve. Fig. 1 für andere Werte von λ zugrunde legen zu können, sind nach einem Ähnlichkeitssatz von Cl. Schaefer die Werte von λ, ϱ und r nur im entsprechenden Verhältnis zu verändern. Die Kurve bleibt dadurch unverändert. In Fig. 1 sind die Meßergebnisse mit eingetragen und zwar die mit $\lambda = 77$ cm gewonnenen durch $\bigcirc$, mit $\lambda = 66$ cm durch $\times$, mit $\lambda = 34$ cm durch $+$. Die Punkte zeigen vollkommene Übereinstimmung mit der errechneten Kurve. In gleicher Weise wurde die Energieverteilung rings um den Zylinder gemessen. Die Resultate sind in Fig. 2, welche aus 9 dargestellten Fällen zwei herausgreift, durch die gestrichelten Kurven bezeichnet. Auch hier zeigt sich vollkommene Übereinstimmung mit den berechneten Werten.

Genau dieselben Versuche wurden für den zweiten Fall — elektrischer Vektor senkrecht zur Zylinderachse — durchgeführt und zeigen dieselbe Übereinstimmung mit der Theorie.

Wilhelm Fischer.

G. E. Bairsto, On the Variation with Frequency of the Conductivity and Dielektric Constant of Dielectrics for High-Frequency Oscillations. Proc. Roy. Soc. A 96, Nr. 679, S. 363, 1920.

Verf. stellt sich die Aufgabe, Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante verschiedener Substanzen bei niedrigen Spannungen in einem weiten Frequenzbereich zu untersuchen. Das Versuchsmaterial bildete das Dielektrikum eines Kondensators, welcher durch einen rotierenden Kommutator abwechselnd mit einem Normal-Luftkondensator mit parallelgeschaltetem Widerstand an eine Spule angeschlossen werden konnte, die mit einem Lichtbogensender gekoppelt war. In jedem der Kapazitätszweige liegt ein Thermokreuz. Beide haben gleichen Widerstand und sind gegeneinander und in Reihe mit einem Galvanometer geschaltet. Stellt man den Normalkondensator so ein, daß die Schwingungsfrequenz bei periodischer Vertauschung der Kondensatoren durch den Kommutator die gleiche bleibt, und reguliert mit dem parallel geschalteten (Wasser)-Widerstand auf gleiche Dämpfung ein, so schlägt das Galvanometer nicht aus.

Der Lichtbogen brannte in Preßluft von etwa 5 Atm., wodurch die Energieentnahme wesentlich vergrößert werden konnte. Der gelieferte Strom war nahezu sinusförmig. Der erregte Kreis besaß 2 Zweige, von denen der eine auf eine Oberwelle des anderen abgestimmt war.

Dadurch war es möglich, kontinuierliche Schwingungen von sehr hoher Frequenz (bis zu $3 \cdot 10^6 \sim \text{sec}^{-1}$) zu erhalten.

In der Nullstellung des Galvanometers ist die Kapazität beider Kondensatoren die gleiche; aus ihrem Werte C und dem des Parallelwiderstandes R, sowie den Abmessungen des Dielektrikums läßt sich Dielektrizitätskonstante ε und Leitfähigkeit σ des Materials berechnen. $\frac{\sigma}{\omega C} \approx \frac{1}{\omega C R} = \text{tg}\,\delta$ ist dem Verlustwinkel des Stoffes proportional. In dem Frequenzgebiet von etwa $0{,}9 \cdot 10^3$ bis etwa $2{,}7 \cdot 10^6 \sim \text{sec}^{-1}$ wurde auf diese Weise die Frequenzabhängigkeit von Dielektrizitätskonstante, Leitfähigkeit und Verlustwinkel von getrocknetem Löschpapier, Glas, Guttapercha, vulkanisiertem Gummi, Marmor und Schiefer ermittelt. Bei den beiden ersten Substanzen ergibt sich für die Dielektrizitätskonstante eine langsame Abnahme mit wachsender Frequenz, während Leitfähigkeit und Verlustwinkel je ein Maximum durchlaufen. Verf. deutet die Erscheinung in der Weise, daß sich die Verluste aus zwei Komponenten zusammensetzen, deren einer auf dielektrischer Hysterese beruht, während der andere als „viskoser Verlust“ bezeichnet wird. Ersterer ist bei niederen Frequenzen von der Periodendauer unabhängig, wird aber bei höheren Frequenzen sehr klein; der zweite ist von der Frequenz abhängig (bei niedrigen Frequenzen sogar quadratisch) und spielt bei hohen Frequenzen die Hauptrolle. Die Leitfähigkeit ist bei hohen Frequenzen gegenüber dem Gleichstromwert enorm gesteigert. Bei Gummi und Guttapercha zeigt der Verlustwinkel, bei ersterem auch die Leitfähigkeit zwei Maxima, was auf die Zusammensetzung des Materials aus zwei verschiedenen Komponenten hinweist. Bei Glas wurde auch der Einfluß der angelegten Spannung untersucht und gleich Null gefunden. Für Marmor und Schiefer, die als Komponenten der Erdkruste als besonders wichtig in bezug auf die Kenntnis der Fortpflanzung elektromagnetischer Wellen längs der Erdoberfläche angesehen werden, ergibt sich folgendes: Bei Marmor fällt, wie bei den übrigen Materialien auch, im Gebiete der hörbaren Frequenzen die Dielektrizitätskonstante rasch (von 8,88 bis 8,55) dann ganz langsam weiter (bis auf 7,30 bei $1{,}4 \cdot 10^6 \sim \text{sec}^{-1}$); analog verhält sich der Verlustwinkel. Die Leitfähigkeit dagegen steigt und wird bei hohen Frequenzen annähernd konstant. Marmor verhält sich bei hohen Frequenzen dielektrisch besser als die anderen Dielektrika, der Verlustwinkel betrug bei $1{,}4 \cdot 10^6 \sim \text{sec}^{-1}$ nur $\text{tg}\,\delta = 0{,}0033$. (Es handelt sich offenbar um gut getrockneten Marmor. Im gewöhnlichen Zustande ist das Material infolge seiner porösen Struktur stark hygro-

skopisch und nimmt daher in beträchtlicher Menge Feuchtigkeit auf, wodurch sich seine Konstanten nicht unwesentlich verändern. — Anm. d. Ref.)

Auffallend stark sinkt im Gebiete der hörbaren Frequenzen die Dielektrizitätskonstante des Schiefers, während sie bei höheren Frequenzen nahezu konstant wird. Ferner ist auch der Verlustwinkel in einem weiten Frequenzbereich annähernd konstant. Die Leitfähigkeit verhält sich ähnlich wie bei Marmor. G. Zickner.

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Senderschaltungen.

Tastschaltungen.

D. R. P. 369880. C. Lorenz, A.-G. in Berlin-Tempelhof und Robert Herzog in Berlin. Patentiert vom 16. 7. 19 ab, ausgegeben am 24. 2. 23. Es findet ein Unterbrecher (Taste) Anwendung, der abwechselnd die Drosselwirkung zweier Transformatoren aufhebt, von denen der eine in einem zum Generator parallel geschalteten Belastungszweig angeordnet ist. Der zweite Transformator ist dabei in die Erdleitung des Hochfrequenzkreises eingeschaltet. In dem Parallelzweig zum Generator ist eine Kapazität eingeschaltet, die in Ruhestellung den Hochfrequenzstrom aufnimmt. Fig. 1 zeigt diese Tastschaltung. Es können auch Spartransformatoren Verwendung finden, deren Teilwindungen durch den Unterbrecher (Taste) geschaltet werden.

D. R. P. 374085, E. Lorenz, A.-G. in Berlin-Tempelhof und Robert Herzog in Berlin. Zusatz zu vorstehendem D. R. P. 369880, patentiert vom 6. 8. 19 ab, ausgegeben am 19. 4. 23. Zwecks Verwendung nur eines Transformators ist der Generator in einem geschlossenen Kreis angeordnet, während der Transformator bei geöffneter Taste den Strahlkreis (Antenne) unterbricht. Der Transformator, an dessen Stelle auch Drosseln treten können, kann dabei in die Erdleitung eingeschaltet werden.

D. R. P. 368027. Dr. Alfred Semm in Berlin-Wilmersdorf. Patentiert vom 17. 3. 21 ab, ausgegeben am 30. 1. 23. Zur Beseitigung der Spannungserhöhung während der Betriebspausen, insbesondere bei Schnelltelegraphie mit Röhrensendern wird ein die Erregung der Wechselstrommaschine beeinflussender Zusatzwiderstand zur Vermeidung einer Spannungserhöhung durch eine An-

ordnung, die gleichzeitig und zwangsläufig mit der Tastung betätigt wird, bei geöffneter Taste eingeschaltet und bei geschlossener Taste kurzgeschlossen. Zum Einschalten und Kurzschließen des Zusatzwiderstandes wird ein Relais benutzt. Der Zusatzwiderstand im Erregerkreis wird durch ein von der Tastgeschwindigkeit abhängiges Verzögerungsrelais mit großer Dämpfung gestimmt. Die Dämpfung des Verzögerungsrelais soll dabei regulierbar angeordnet sein, um die noch zulässige niedrigste Tastgeschwindigkeit einstellen zu können.

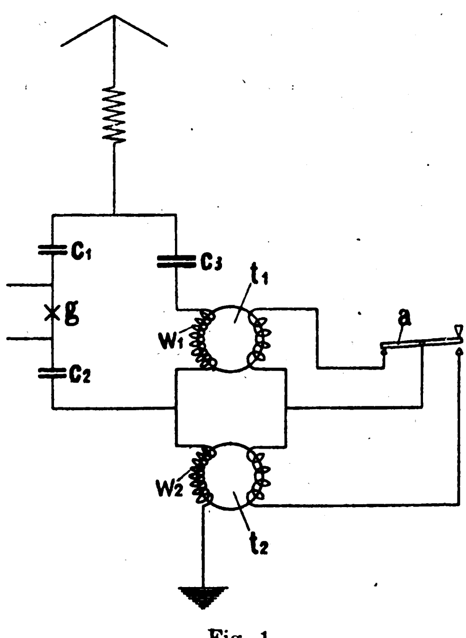


Fig. 1.

Der Zusatzwiderstand soll so bemessen werden, daß die Anodengleichspannung der Röhren bei geschlossener und bei geöffneter Taste stets gleich bleibt.

D. R. P. 374410. Siemens & Halske, A.-G. in Siemensstadt bei Berlin. Patentiert vom 1. 2. 21 ab, ausgegeben am 23. 4. 23. Verfahren zur Zeichengebung. Zwecks Verstimmung der Antenne wird die Selbstinduktion einer Spule durch Überlagerung ihres Eisenkernes mit einem Gleichstromfelde geändert. Das Wesen der Erfindung besteht darin, daß zur Gleichstromerregung oder Entregung des Eisen-

kernes vorübergehend eine erhöhte Spannung verwendet wird. Die erhöhte Spannung wird von einem Kondensator geliefert.

D. R. P. 373979. Gerhard Passarge in Hamburg. Patentiert vom 21. 9. 21 ab, ausgegeben am 18. 4. 23. Zum Betriebe eines Röhrensenders wird die in bekannter Weise mit einer Antenne aufgefangene, in Kondensatoren angesammelte und auf den Schwingungskreis einer

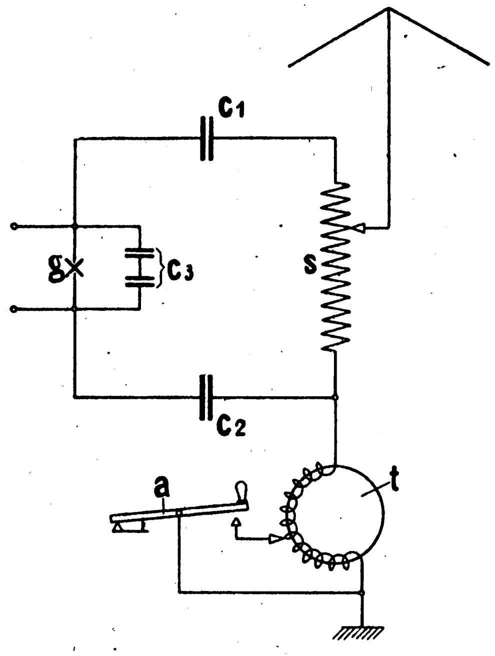


Fig. 2.

Kathodenröhre zur Einwirkung gebrachte atmosphärische Elektrizität derart über selbstinduktionsfreie und regulierbare Widerstände geleitet, daß keine störenden Schwingungen entstehen können.

Telephonieschaltungen.

D. R. P. 369015. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 10. 2. 20 ab, ausgegeben am 13. 2. 23. Die Sprachbeeinflussung der Energie der Senderöhre erfolgt über die mit ihrem Elektronenweg in die Speiseleitung zur Senderöhre eingeschaltete Vorröhre in der Weise, daß durch das Mikrophon und eine

hiermit verbundene Verstärkerröhre an einem Gleich- und Wechselstromwiderstand eine Gleichspannung mit überlagerter Wechselspannung erzeugt wird, welche den Sprachamplituden folgt und zur Beeinflussung des Gitters der Vorröhre ausgenutzt wird. Fig. 3 zeigt diese Schaltung. Die Mikrophonverstärkerröhre (Vornorröhre) 1 ist mit einem Gleich- und Wechselstromwiderstand (Induktionsspule mit Ohmschem

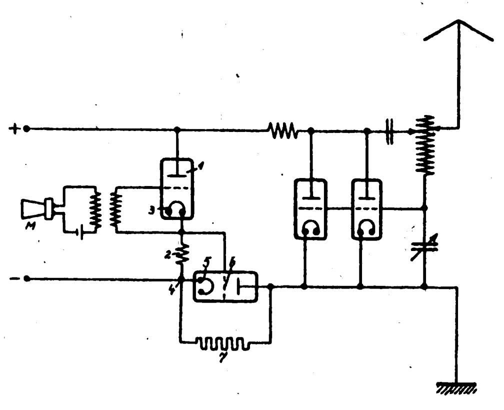


Fig. 3.

Widerstand) 2 parallel zur Speiseleitung der Senderöhre geschaltet, wobei der eine Pol des Gleich- und Wechselstromwiderstandes mit der Kathode (5), der andere mit dem Gitter (6) der Vorröhre verbunden ist.

D. R. P. 369712. Dr. Lee de Forest in New York. Patentiert vom 6. 5. 17 ab, ausgegeben am 22. 2. 23. Unionspriorität 7. 7. 15. V. St. A. Umschaltsystem für drahtlose Telephonie. Die normalerweise auf den Empfangsstromkreis geschaltete Antenne wird selbsttätig auf den Sendekreis umgeschaltet, wobei die in dem Sendeapparat durch die Stimme erzeugten, auf die Umschaltanordnung auftreffenden Schallwellen die Umschaltnng bewirken und bei Aufhören der Schallwellen die Antenne auf den Empfangskreis zurückschalten.

D. R. P. 369713. Dr. Siegmund Loewe in Berlin. Patentiert vom 27. 10. 18 ab, ausgegeben am 22. 2. 23. Die Sprechleistung wird dem Anodenkreise einer Hilfsröhre 13 (Fig. 4) zugeführt, welche ihrerseits parallel zu der Strecke Gitter—Kathode der Hauptsenderöhre (14) geschaltet ist. An den Gitterkreis der Hilfsröhre (13) ist ein auf die auszusendende Schwingungszahl abgestimmter Gitterkreis (12) geschaltet.

D. R. P. 374084. Bell Telephone Manufacturing Company, Société Anonyme in Antwerpen. Patentiert vom 8. 1. 20 ab, ausgegeben

am 19. 4. 23, Unionspriorität 17. 11. 16 V. St. A. Zur Modulierung von Hochfrequenzschwingungen, die durch eine Vakuumröhre erzeugt werden, wird die Modulation der Hochfrequenzwelle durch eine im

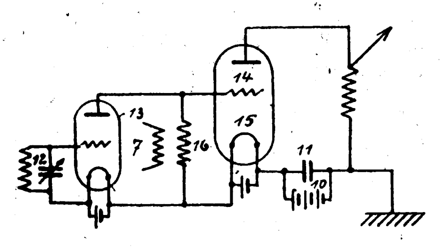


Fig. 4.

Rhythmus mit der Signalgebung variabel erfolgende Stromverzweigung zum Anodenkreis herbeigeführt. Fig. 5 zeigt diese Anordnung. 15 ist eine gitterseitig mikrophonisch gestimmte Röhre, die im Nebenschluß

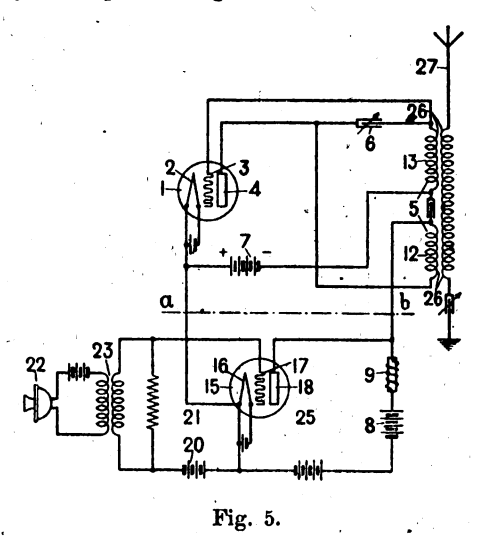


Fig. 5.

zum Anodenkreis der Generatorröhre 1 und zur Stromquelle 8 liegt und diese variable Stromverzweigung bildet. Somit wird der Strombetrag, der durch diesen parallelen Stromkreis fließt, im Rhythmus mit den Signalen variiert.

D. R. P. 373854. Bell Telephone Manufacturing Company, Société Anonyme in Antwerpen. Patentiert vom 20. 6. 20 ab, ausgegeben

am 16. 4. 23, Unionspriorität 13. 4. 18 V. St. A. Senderschaltung für Telephonie und Telegraphie mit Hochfrequenzschwingungen. Eine Schwingungsröhre ist direkt mit dem Antennenkreis gekoppelt und parallel zum Speisekreis der Schwingungsröhre ist eine Beeinflussungsröhre geschaltet, die den Entladungsstrom im Rhythmus der Signale von der Schwingungsröhre ablenkt, während der Betriebsstromquelle eine Niederfrequenzdrosselspule unmittelbar vorgeschaltet ist. Das Wesen besteht darin, daß eine Hochfrequenzdrossel in die Verzweigung des zur Schwingungsröhre führenden, den Anodenstrom liefernden Stromkreises eingeschaltet ist, um die Hochfrequenzschwingungen des Schwingungskreises vom Batteriezweig und von der Beeinflussungsröhre abzuhalten.

D. R. P. 366461. Bell Telephone Manufacturing Company, Société Anonyme in Antwerpen. Patentiert vom 12. 4. 21 ab, ausgegeben am 8. 1. 23. Duplexsignalsystem; Signalgebungen in einer Richtung zwischen zwei Stationen erfolgen vermittels einer Hochfrequenzwelle und andere Signalgebungen in entgegengesetzter Richtung vermittels einer anderen Hochfrequenzwellle mit einer anderen Frequenz. Das Wesen der Erfindung besteht darin, daß mit den ankommenden Wellen an einer Station ein Teil der Energie der an dieser Station abgehenden Hochfrequenzwelle kombiniert wird. Hierdurch wird bezweckt, eine Hilfshochfrequenzwelle zu erzeugen mit einer Frequenz, die verschieden ist von jeder der ersterwähnten Hochfrequenzen.

D. R. P. 368228. Bell Telephone Manufacturing Company, Société Anonyme in Antwerpen. Patentiert vom 5. 3. 20 ab, ausgegeben am 1. 2. 23, Unionspriorität 9. 11. 16 V. St. A. Eine Hochfrequenzübertragerwelle wird im Rhythmus mit Signalen gestimmt, wobei die Signale an der Empfangsstation durch Kombination mit lokal erzeugten Schwingungen von der Frequenz der Übertragerwelle verstärkt werden. Das Wesen der Erfindung besteht darin, daß die Anordnungen zur Erzeugung der Übertragerwelle an der Sendestation und die Anordnungen zur Erzeugung der lokalen Schwingungen an der Empfangsstation durch Kontrollschwingungen beeinflußt werden, die an der Sendestation hervorgerufen und nach der Empfangsstation mit der Übertragerwelle übermittelt werden. Neben den als Modulationen der Übertragerwelle übersandten Signalen werden auch die Kontrollschwingungen als Modulation der Übertragerwelle übersandt.

D. R. P. 371591. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 13. 9. 18 ab, ausgegeben am 20. 3. 23. Zwischen der Hochfrequenzenergiequelle und dem Strahlgebilde ist ein

Kettenleiter eingeschaltet zu dem Zwecke, die Oberschwingungen der Quelle von dem Strahlgebilde fernzuhalten. Als Kettenleiter wird eine Drosselkette verwendet, bei der die Eigenfrequenz eines Kettengliedes oberhalb der Grundfrequenz und unterhalb der Frequenz der tiefsten störenden Oberschwingung liegt.

Schaltungen zum Tonsenden.

D. R. P. 371478. Dr. Erich F. Huth, G. m. b. H. in Berlin und Dr.-Ing. Ludwig Kühn in Charlottenburg. Patentiert vom 13. 12. 17 ab, ausgegeben am 16. 3. 23. Ein elektrischer Schwingungskreis hörbarer Frequenz (12 in Fig. 6) ist in den hochfrequenten Gitterkreis

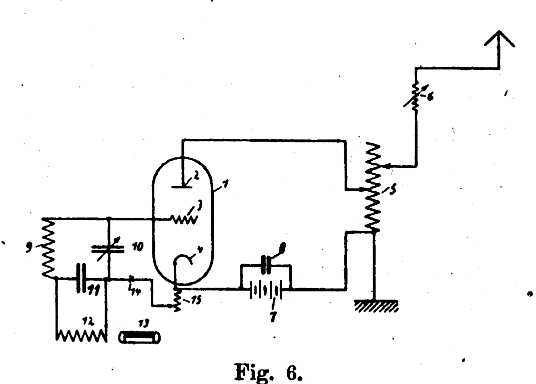


Fig. 6.

einer ohne Rückkoppelung arbeitenden Vakuumröhrenschaltung zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen eingeschaltet. Der Gitterkreis enthält eine Selbstinduktion 9 und einen Kondensator. Zwischen diesen beiden Teilen 9 und 10 liegt ein vorzugsweise sehr groß gewählter Kondensator 11, etwa von der Größenordnung 0,2 bis 0,5 Mikrofarad. Parallel zu diesem Kondensator ist eine Selbstinduktion 12 von solcher Größe geschaltet, daß die Eigenschwingung des Systems 11, 12 in den Bereich der hörbaren Töne fällt. Durch Veränderung des Kondensators 11 oder der Spule 12, beispielsweise durch Hineinschieben eines Eisenkernes 13 in die Spule, kann man jeden beliebigen Ton einstellen. Statt das System 11, 12 in den Gitterkreis 9, 12 einzuschalten, kann man es auch an der durch das Kreuz 14 bezeichneten Stelle einschalten. Für gewisse Zwecke kann es vorteilhaft sein, die zur Kathode gehende Leitung nicht direkt an die Kathode 4, sondern an einen Widerstand 15 anzuschließen, der beispielsweise von Glühstrom durchflossen wird.

Bücherbesprechungen.

H. Behner, Atlas der Funktelegraphie und Seekabel im Weltverkehr. Gea-Verlag G. m. b. H., Berlin W. 35, Gesellschaft für drahtlose Telegraphie (Telefunken), Debeg, Transradio-Überseeverkehr. 1923.
Grundzahl M. 20.—

Der gut durchgearbeitete Atlas stellt in Teil I die Karten der Radio-Sendestationen, nach ihren Nummern auf den Atlasblättern geordnet, dar und behandelt in Teil II die Sendestationen in alphabetischer Reihenfolge. Die geleistete Arbeit ist sehr erheblich; das Bild dürfte dem augenblicklichen Zustand ziemlich genau entsprechen. Allerdings ist mir aufgefallen, daß eine Reihe von Stationen, wie z. B. Brünn, Wien, einige polnische und russische Stationen nicht verzeichnet sind. Ich habe auch neuere Stationen, wie z. B. Leafield, St. Assise, Air Ministry, Northolt und manche andere nicht angegeben gefunden. Aber das Gebotene ist, wie gesagt, sehr reichhaltig, so daß der gut ausgestattete Atlas nicht nur in den Kreisen der direkten Interessenten, sondern auch bei Radio-Amateuren viel Anklang finden dürfte.
Eugen Nesper.

Arthur Haas, Vektoranalysis in ihren Grundzügen und wichtigsten physikalischen Anwendungen. 149 Seiten mit 37 Abbildungen im Text. Verlag Vereinigung wissenschaftlicher Verleger W. De Gruyter & Co. Berlin und Leipzig 1922.

Die für den Hochfrequenztechniker in Betracht kommende Literatur über Vektoranalysis ist nicht sehr umfangreich. Die meisten Werke sind für diese Zwecke zu weit ausholend. Es bedeutet daher ein besonderes Verdienst des Verfassers, ein verhältnismäßig kurzes und doch genügend umfassendes Buch über alles das veröffentlicht zu haben, was heute von diesem Teil der Physik für den Hochfrequenztechniker von besonderem Interesse ist. Es werden behandelt die Vektoren, die Tensoren, die Vektorfelder, die Potentiale, die Vektorwellen und die Weltvektoren. In einem Anhang wird in kurz resümierender Form der wesentliche Inhalt des Buches nochmals zusammengefaßt. Von besonderm Interesse dürfte die kurz gefaßte und doch recht erschöpfende Darstellung der Minkowski-Welt und der Lorentz-Transformation sein. Druck und Ausstattung sind ausgezeichnet und die Darstellung der Figuren ist besonders rühmend hervorzuheben. Das Buch kann allen Interessenten bestens empfohlen werden.
Eugen Nesper.

L. Zehnder, Der Aufbau der Atome aus Uratomen. Vortrag gehalten in der Kantgesellschaft, Ortsgruppe Basel am 12. Dez. 1921. 23 Seiten mit 17 Abbildungen im Text und einer Tafel. Verlag der H. Lauppschen Buchhandlung, Tübingen, 1922. Grundzahl M. —.50

Die Schlußfolgerung, zu welcher Zehnder in der vorliegenden Schrift gelangt, ist wie folgt zusammenzufassen:

1. Das dem Wasserstoffatom im Atomgewicht zunächst folgende Heliumatom muß gerade das Atomgewicht 4 haben;

2. drei aufs stabilste aneinandergelagerte Heliumtetraeder müssen zu einem 4seitig prismatischen Kohlenstoffatom führen;

3. aus solchen Kohlenstoffatomen müssen sich ganz von selbst, automatisch, die drei verschiedenen großen Reiche der organischen Chemie

aufbauen, die Fettkörper, die aromatischen Körper und die Kohlenhydrate, mit ihren wichtigsten Eigenschaften, mit ihren vielen Isomerien und Polymerien, mit ihren unzähligen Derivaten.

Das Büchlein wird auch in den Kreisen der Hochfrequenztechniker manche Interessenten finden. Eugen Nesper.

H. Greinacher, Einführung in die Ionen- und Elektronenlehre der Gase. Experimentalvorlesungen an der Universität Zürich. 121 Seiten mit 64 Figuren im Text. Verlag Paul Haupt, Bern, 1923. Grundzahl M. 4.—

Trotz des nicht sehr starken Bändchens ist die Übersicht über die Ionen- und Elektronenlehre, so weit sie sich in elementarer Form wiedergeben läßt, annähernd erschöpfend. Außer den Gesetzen der Gasionen, der Leitfähigkeit der Flamemngase und dem lichtelektrischen Effekt ist besonderer Wert gelegt auf die alle Radioleute vorwiegend interessierenden Erscheinungen, wie die Ionisierung durch hohe Temperatur in den verschiedensten Varianten und Erscheinungsformen. So schildert z. B. die Vorlesung 10 die Stromspannungs-Charakteristik, die Raumladung, die Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen, die Bestimmung von e/m aus der Raumladungs-Charakteristik. Druck und Ausstattung, sowie die Wiedergabe einer ganzen Reihe von Photographien von Laboratoriumsanordnungen sind sehr gut. Dem Büchelchen ist weitgehendste Einführung in alle Radio-Bibliotheken zu wünschen. Eugen Nesper.

Hans Bauer, Mathematische Einführung in die Gravitationstheorie Einsteins nebst einer exakten Darstellung ihrer wichtigsten Ergebnisse. 97 Seiten mit 17 Abbildungen im Text. Verlag von F. Deuticke, Leipzig und Wien, 1922.

Mit der mit Recht übel beleumdeten sog. populären Einstein-Literatur hat die Schrift von Bauer, welche aus Vorlesungen an der Wiener Universität hervorgegangen ist, selbstverständlich nichts zu tun. Als Motto setzt Bauer vor das Buch die Worte des Platon „Kein der Geometrie Unkundiger trete unter mein Dach". Die außerordentliche Schwierigkeit, ohne Vektoranalysis die Einsteinsche Theorie verständlich machen zu wollen, versucht Bauer dadurch zu beseitigen, daß er lediglich auf Grundlage der Infinitesimalrechnung unter tunlichster Anschaulichkeit die geometrischen Begriffe auf Grund der Gaussschen Flächentheorie entwickelt, welche in ihrer Verallgemeinerung zur Grundlage der Einsteinschen Theorie werden. Die Perihelvorrückung des Merkur und die Lichtstrahlkrümmung werden hierdurch verständlich. Als Muster der Bauerschen Entwicklungen möge folgendes Satzbeispiel dienen. „Es steht nichts im Wege, diesen Satz umzukehren und die „Krümmung" der „Welt" als Folge endlich ausgebreiteter Massen hinzustellen. Es wird damit nur die enge Wechselbeziehung zwischen „Krümmung der Welt" und gravitierender Materie zum Ausdruck gebracht, die in der Sprache der Mathematik kurz lautet: Der Krümmungstensor R_{kl} der „Welt" ist eine Funktion der in ihr vorhandenen schweren Massen."

Druck und Ausstattung des Buches sind gut. Eugen Nesper.



